修士論文

中性K中間子稀崩壊探索実験のためのエアロジェルを用いた光子検出器の開発

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二分野 高エネルギー物理学研究室

中島 康博

平成18年2月16日

概 要

中性 K 中間子の稀崩壊 $K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ は、直接的 CP 対称性の破れによって起こる過程であり、また理論的不定性が非常に小さいことから、この崩壊の観測は、標準理論の精密検証、あるいは標準理論を越える物理の探索のための優れた手段である。しかし、標準理論の予言では分岐比が約 3×10^{-11} と極めて小さく、さらに始状態、終状態ともに中性であるため、実験での観測は容易ではない。現在はまだ観測例は無く、KTeV 実験によって分岐比の上限値 5.9×10^{-7} が与えられているのみである。

本論文では、$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 探索実験として、KEK の E391a 実験、BNL の KOPIO 実験、そして現在計画中の J-PARC での実験、の 3 つをとり上げる。これらはいずれも $K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 探索に特化した実験であり、π^0 からの 2γ を検出し他には何も検出されないという事象をシグナルの条件とし、この崩壊の探索を行なう。最大のバックグラウンドは $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ (分岐比 $\sim 10^{-3}$) からの 4γ のうち 2γ を検出し損なうという事象によるものであるが、これらのバックグラウンドを十分に除去するためには、全立体角を高い検出効率を持った veto 検出器で覆う事が鍵となる。

中性 K 中間子は、陽子ビームを金属標的に衝突させることで生成する。その際同時に生成される二次粒子の内、荷電粒子は磁場を用い排除出来るが、中性粒子は排除できない。このため中性 K 中間子を含むビーム中には必然的に大量の中性子が含まれるが、バックグラウンドを十分に除去するにはこの領域も veto 検出器で覆うことが必要である。このようなビーム中に設置する光子 veto 検出器の開発が、本研究の目的である。したがって、この検出器には、光子に対する高い検出効率を保ちつつ、非常に高い中性子不感性を実現することが要求される。この要求を満たすため、我々は、鉛による γ 線コンバーターと、チェレンコフ放射体として、低屈折率物質であるエアロジェルを組み合わせた検出器を考案した。

本研究ではまず、30 cm × 30 cm × 5 cm のエアロジェルと平面鏡・Winston-cone による集光系からなる大型プロトタイプを製作し、π^+ ビームを用い、エアロジェルの発光量、および光学系のテストを行なった。その結果、概ね期待通りの性能が出ていることが確認できた。また、一部に予想していなかった動作が確認されたものの、その後の考察により、この原因について定量的に理解することができた。

次に、この検出器を E391a 実験の検出器の一部として導入し、実際の中性ビーム中での動作の研究を行なった。この測定では、大量の中性子中でも光子によるヒットを区別して選び出すことに成功し、その結果光子に対する応答の確認、および高い中性子不感性の証明を行なうことが出来た。また、カウントレートや長期安定性等についての結果から、将来の実験に向けての指針を得た。

最後に、シミュレーシにより J-PARC$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 探索実験において実際に veto 検出器として使う際の性能評価を行なった。その結果、中性子に対する不感性を保ちつつ、バックグラウンドの量を十分低く抑えるだけの光子検出効率が期待されることを示した。

目 次

図目次 **vii**

表目次 **xi**

第 1 章 研究の背景 **1**

1.1 $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の物理 1

1.1.1 標準理論での予言 1

1.1.2 標準理論理論を越える物理の探索 2

1.2 $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 探索実験 3

1.2.1 これまでの歴史 3

1.2.2 KOPIO 実験 4

1.2.3 KEK-E391a 実験 4

1.2.4 J-PARC $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 実験 5

1.2.4.1 Step1 7

1.2.4.2 Step2 7

第 2 章 ビームキャッチャー **9**

2.1 ビームキャッチャーに要求される性能 9

2.1.1 光子に対する検出効率 9

2.1.2 中性子に対する不感性 9

2.2 検出器のデザイン 10

2.2.1 エアロジェル 10

2.2.2 Winston cone 11

2.2.3 光学系のデザイン 13

第 3 章 プロトタイプモジュールの開発と基本性能の評価 **15**

3.1 プロトタイプモジュールの開発 15

3.1.1 大型プロトタイプの製作 15

3.1.1.1 エアロジェルタイル 16

パッケージング 16

3.1.1.2 Winston cone 16

3.1.1.3 平面鏡 17

3.1.1.4 PMT 17

3.1.1.5 箱体 18

3.1.2 エアロジェルの透過率測定 22

3.1.2.1 測定装置 22

3.1.2.2 透過率の評価方法 22
3.1.2.3 YI50 の測定結果 24
切断前の測定 24
切断後の測定 26
3.1.2.4 YI30 の測定結果 26
3.1.2.5 モンテカルロシミュレーションへの導入 27
3.2 テストビームによる性能評価 29
3.2.1 目的 29
3.2.2 セットアップ 29
3.2.2.1 ビームライン 29
3.2.2.2 検出器の配置 29
3.2.2.3 トリガーおよびデータ収集 30
3.2.3 粒子の同定と運動量の測定 33
3.2.3.1 TOF 33
ADC を用いた TDC カウントの補正 33
3.2.3.2 Mini-Catcher 40
3.2.3.3 運動量の測定 43
3.2.4 プロトタイプモジュールに対する性能評価 44
3.2.4.1 LED によるゲインの測定 44
3.2.4.2 光量の運動量依存性 45
YI50-11 に対する光量 45
YI50-17 に対する光量 47
YI30-11 に対する光量 47
3.2.4.3 光量の入射位置依存性 48
期待される結果 48
測定結果 49
3.2.4.4 光量の入射角度依存性 50
期待される結果 51
測定結果 52
3.2.5 まとめ 52
3.3 測定結果に対する考察 54
3.3.1 オーバーオールファクター 54
3.3.2 エアロジェルの継目でのロス 54
3.3.3 ファネル形状のずれの効果 56
3.3.3.1 レーザーを用いた形状測定 56
セットアップ 56
入射角 0° での測定結果 58
入射角 15° での測定結果 59
3.3.3.2 シミュレーションによる予測 60
3.3.4 まとめ 62

第 4 章 $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 探索実験での性能 63
4.1 KEK-E391a 実験における性能評価 63
4.1.1 目的 63
4.1.2 期待される性能 64
4.1.2.1 光子に対する応答 66
4.1.2.2 中性子に対する応答 66
4.1.2.3 BA に対する影響 67
4.1.3 E391a 実験へのインストール 68
4.1.4 検出器の較正 71
4.1.4.1 LED によるゲインの測定 71
4.1.4.2 ビーム中の μ 粒子に対する光量の測定 72
4.1.4.3 長期安定性 74
4.1.5 光子に対する反応の測定 76
4.1.5.1 トリガー 76
4.1.5.2 イベントセレクション 77
4.1.5.3 光子に対し得られた光量 78
4.1.6 まとめ 78
4.2 J-PARC $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 実験のための設計 81
4.2.1 要求される性能の見積もり 81
4.2.1.1 方法 81
4.2.1.2 シミュレーションのセットアップ 81
K_L^0 ビーム 81
検出器の配置 82
カロリーメーターの分解能 83
フュージョンの効果 84
veto 検出器の不感率 84
4.2.1.3 シグナルとバックグラウンド 85
π^0 の再構成 85
Step1 での見積もり 86
Step2 での見積もり 87
4.2.1.4 ビームキャッチャーで検出すべき γ 線 87
4.2.2 ビームキャッチャーのデザインと期待される性能 88
4.2.2.1 モジュールの配置 88
4.2.2.2 検出条件 89
4.2.2.3 光子に対する検出効率 90
4.2.2.4 中性子に対する検出効率 90
4.2.2.5 シグナルとバックグラウンドに対する効果 92
屈折率による性能の違い 92
Step1 での検出条件と期待される効果 94
Step2 での検出条件と期待される効果 94
4.2.3 まとめ 95

第 5 章　まとめと今後の課題 97

謝辞 99

頭字語 101

参考文献 103

図目次

1.1 ユニタリー三角形 2
1.2 $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の崩壊過程に含まれる最低次のダイアグラム 2
1.3 $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 探索の歴史 3
1.4 KOPIO 検出器 4
1.5 KOPIO 実験でのシグナル検出の概念図 5
1.6 KEK-PS K0 ビームライン 6
1.7 E391a 検出器 6
1.8 J-PARC 全体図 7
1.9 J-PARC ハドロン実験施設 7
1.10 J-PARC Step1 のビームライン 8
1.11 J-PARC Step2 のビームライン 8

2.1 ビームキャチャーの検出原理 10
2.2 エアロジェルの分子構造 11
2.3 Winston cone 11
2.4 臨界角で入射した光に対する集光の様子 12
2.5 光学系のデザイン 13

3.1 以前の小型プロトタイプモジュール 15
3.2 今回製作したプロトタイプの構成 15
3.3 エアロジェルタイルの写真 17
3.4 Winston Cone の設計図 18
3.5 Winston Cone の反射率 19
3.6 平面鏡の設計図 20
3.7 平面鏡の反射率 20
3.8 PMT の量子効率の波長依存性 20
3.9 箱体の写真 21
3.10 透過率測定のセットアップ 22
3.11 透過率測定装置の写真 23
3.12 透過率の測定結果 24
3.13 透過率の位置依存性 25
3.14 切断後の透過率測定結果 26
3.15 切断後の透過率測定結果 27
3.16 KEK-PS T1 ビームライン 29
3.17 検出器の配置の平面図 30
3.18 検出器の配置の写真 31

3.19 プロトタイプモジュールの設置の様子 32
3.20 データ収集系の回路図 32
3.21 シグナルの大きさとTDCのタイミングの相関 33
3.22 TDCとADCの相関をフィットした結果 35
3.23 補正後のADCとTDCの相関 36
3.24 0.4 GeV/cでのTOFの分布 37
3.25 1.0 GeV/cでのTOFの分布 38
3.26 各運動量でのTOFの分布 39
3.27 Mini-Catcherで観測される光量 40
3.28 Mini-Catcherのカットで落ちるイベント 42
3.29 再構成した運動量（上図）と再構成した値と設定値の比（下図） 44
3.30 1p.e.のピーク 45
3.31 ビームにより得られた典型的な光電子数の分布 46
3.32 YI50-11に対する光量の運動量依存性の測定結果 46
3.33 YI50-17に対する光量の運動量依存性の測定結果 47
3.34 YI30-11に対する光量の運動量依存性の測定結果 48
3.35 入射位置の定義 49
3.36 Windton cone入口でのチェレンコフ光の分布 49
3.37 光量の入射位置依存性 50
3.38 入射位置依存性の測定データとMCの比 50
3.39 回転軸と角度の定義 51
3.40 入射角度依存性測定のセットアップ 51
3.41 光量の入射角度依存性測定結果 52
3.42 光量の入射角度依存性のシミュレーション予測とデータの比 53
3.43 エアロジェルタイルの継目。 55
3.44 光量の入射位置依存性の補正結果 55
3.45 補正による光量の変化 56
3.46 ファネル形状測定のセットアップ 57
3.47 ファネル形状測定のセットアップの写真 57
3.48 入射角0° での測定結果 59
3.49 入射角15° での測定結果 60
3.50 光量の入射角度依存性測定結果 61
3.51 シミュレーションの予測とデータの比 61

4.1 E391aのBA 64
4.2 APCとその周辺のカウンターの配置 64
4.3 APCとBAの応答をシミュレーションした時のイベントディスプレイ 65
4.4 光子に対する応答 66
4.5 中性子に対する応答 67
4.6 中性子に対し期待されるレート 68
4.7 BAの光子検出効率に対する影響 68
4.8 E391a検出器へ組み込んだ写真 69
4.9 Amp-Discri-Delay-Sumモジュール 70

4.10 APC のシグナル分割回路 71
4.11 divider で分割された APC のシグナル 72
4.12 LED によるシグナル 73
4.13 ミューオンに対し得られた ADC 分布 74
4.14 LED を用いたゲイン測定結果の安定性 75
4.15 ミューオンランで得られた光電子数の安定性 76
4.16 CsI のハードウェアクラスター 77
4.17 TDC によるカット 78
4.18 BHCV によるカット 78
4.19 光子に対し得られた光量 79
4.20 シミュレーションで得られた K_L^0 の運動量分布 82
4.21 Fast Simulation での検出器の配置 83
4.22 ES171 実験で測定された光子に対する不感率 84
4.23 光子に対する不感率としてシミュレーションに導入した関数 85
4.24 Step1 での再構成した Pt と Z の分布とこれに対するシグナルボックスの定義 86
4.25 Step2 での再構成した Pt と Z の分布とこれに対するシグナルボックスの定義 88
4.26 ビームキャッチャーで検出すべき γ 線のエネルギー分布 89
4.27 イベントディスプレイ 90
4.28 各検出条件での光子に対する検出効率。 91
4.29 各検出条件での中性子に対する検出効率。 91
4.30 入射運動量毎の中性子によるカウントレート (Step1) 92
4.31 入射運動量毎の中性子によるカウントレート (Step2) 93
4.32 各検出条件での中性子によるカウントレート 93
4.33 中性子によるカウントレートとバックグラウンド排除能力の相関 94
4.34 各検出条件において期待されるシグナルとバックグラウンドおよび η に対する精度 . . . 96

表目次

2.1 採用した Winston cone のパラメーター 12

3.1 使用したエアロジェルタイルのパラメーター 16
3.2 エアロジェルの透過率 25
3.3 シミュレーションに入れたエアロジェルの透過率パラメーター 27
3.4 Mini-Catcher (n=1.03) での各粒子の発光閾値 40
3.5 Mini-Catcher のカット条件と検出効率 41
3.6 TOF による運動量の測定結果 43
3.7 オーバーオールファクター 54

4.1 シグナルの数を 1 とした時の $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ バックグラウンドの内訳 (Step1) 87
4.2 シグナルの数を 1 とした時の $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ バックグラウンドの内訳 (Step2) 88

第1章　研究の背景

1.1　$K_L^0 \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ の物理

1.1.1　標準理論での予言

CP 対称性の破れの解明は、今日の素粒子物理の主要なテーマの一つであり、この現象は、現在の標準理論の枠内では、クォークの世代間の混合を表す小林益川行列 [1] の複素位相に起因すると考えられている。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

この行列は Wolfenstein の表式 [2] で書き表すと、

$$V_{CKM} \simeq \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

となる。ここで、この行列のユニタリー性から、

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \tag{1.3}$$

という関係式が得られ、$\lambda \simeq 0.22$ より λ の 3 次までとって $V_{ud} = 1 - \frac{\lambda^2}{2} \approx 1$ とすれば、

$$V_{ub}^* - \lambda V_{cb}^* + V_{td} = 0 \tag{1.4}$$

のように書き表すことができる。この式から $\rho - \eta$ 平面において図 **1.1** のようなユニタリー三角形と呼ばれる三角形が描ける。この形状を決めるための試みが、現在活発に行なわれている。

$K_L^0 \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ の崩壊過程の観測は、この三角形の高さ η を決定するのに、非常に有効な手段である。この崩壊の最低次のファインマンダイアグラムは図 **1.2** のように書け、ここに含まれる V_{td} の寄与により分岐比は η の二乗に比例する。また、この崩壊モードにおけるハドロン行列要素は、よく測られている $K^+ \to \pi^0 e^+ \nu$ の行列要素とアイソスピン対称であり、アイソスピン対称の小さな破れについても計算されているので理論的不定性がとても小さく、分岐比に対する理論的不定性は 1-2%程度にまで抑えることが出来ている。そのため、これを正確に測るることが出来れば、ユニタリー三角形の大きさに対して非常に強い制限を与えることが出来ると期待される。

現在の標準理論の予言では、$K_L^0 \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ の分岐比は

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu \overline{\nu}) = (3.0 \pm 0.6) \times 10^{-11} \tag{1.5}$$

と計算されている。

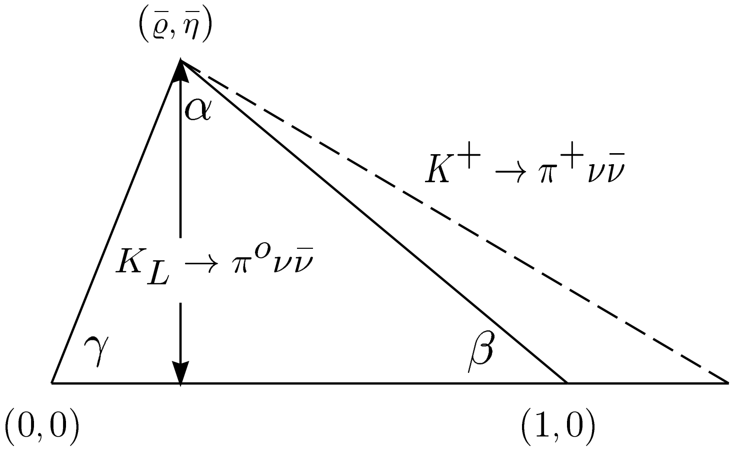

$(\bar{\varrho},\bar{\eta})$
α
$K^+ \to \pi^+ \nu\bar{\nu}$
$K_L \to \pi^o \nu\bar{\nu}$
γ
β
(0,0)
(1,0)

図 **1.1:** ユニタリー三角形。

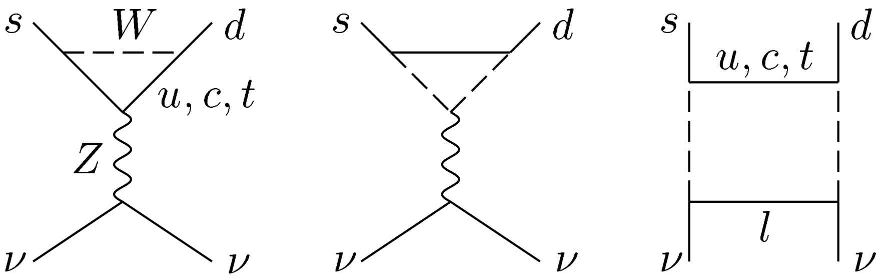

s
W
d
u, c, t
Z
ν
ν
s
d
ν
ν
s
d
u, c, t
l
ν
ν

図 **1.2:** $K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ の崩壊過程に含まれる最低次のダイアグラム。

1.1.2 標準理論理論を越える物理の探索

$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ は、図 **1.2** に示すようなループダイアグラムを介して起こる過程である。そのため、もし中間状態に標準理論に無い粒子が介在すれば、それは分岐比の変化として観測出来ることが期待される。ただし、Grossman と Nir によって、$K^+ \to \pi^+ \nu\overline{\nu}$ の分岐比から制限される、理論モデルによらない $K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ の分岐比の上限値が示されており [3]、その値は、E787 および E949 実験の最新結果 [4] から

$$Br(K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}) < 1.4 \times 10^{-9} \tag{1.6}$$

となっている。したがって、この上限値を上回る感度での $K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 崩壊の探索は、標準理論を越える物理の有力な探索手段としても大きく注目されている。

1.2 $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 探索実験

1.2.1 これまでの歴史

前節で述べたように、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ は小林益川行列の複素位相を求めるのに非常に有効な手段であるが、始状態、終状態ともに中性であるため、イベントの同定が難しく、まだ測定例は無い。現在は KTeV 実験によって分岐比の上限値

$$Br(K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}) < 5.9 \times 10^{-7} \tag{1.7}$$

が与えられている [5] のみである。

年代による測定感度の変遷を図 **1.3** に示す。

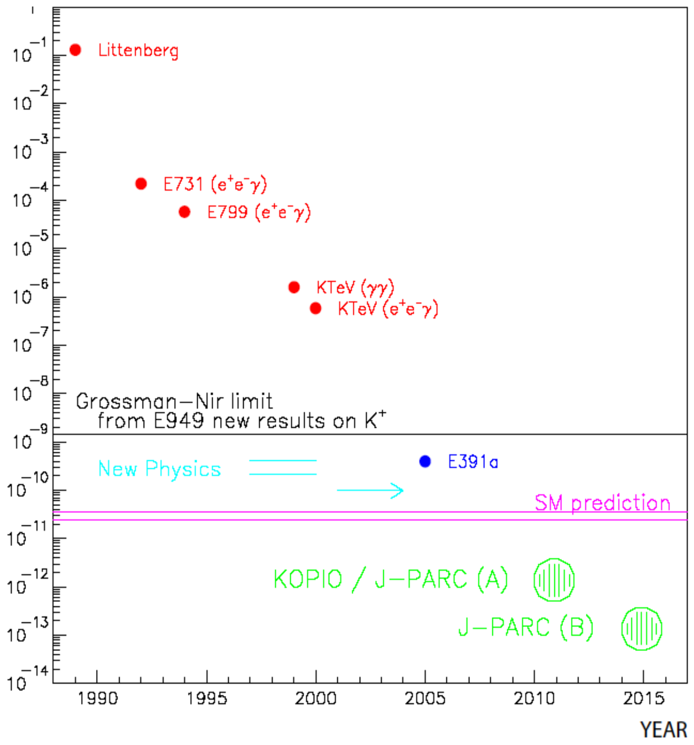


図 **1.3:** $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 探索の歴史

E391a 実験 [6] では、この実験は 2004 年 2 月から 2005 年 12 月の間にかけてデータ収集が行なわた。現在は、全ての測定を終えて、取得したデータの解析が行なわれており、初めて Grossman-Nir のリミットを越える領域まで感度が到達することが期待されている。

その後の KOPIO 実験 [7,8] および J-PARC での実験 [9] で、初めて標準理論で予言される分岐比を越える感度での測定が期待されていた。しかし、このうち KOPIO 実験に関しては 2005 年 8 月の時点で計画の中止が決定された。そのため、現在計画されているものの中では、J-PARC での実験が唯一イベントの発見が期待される実験となっている。

1.2.2 KOPIO 実験

KOPIO 実験は米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) の 24GeV/c 陽子シンクロトロン (AGS) を用いた実験として計画されたものである。検出器の全容を図 **1.4** に示す。

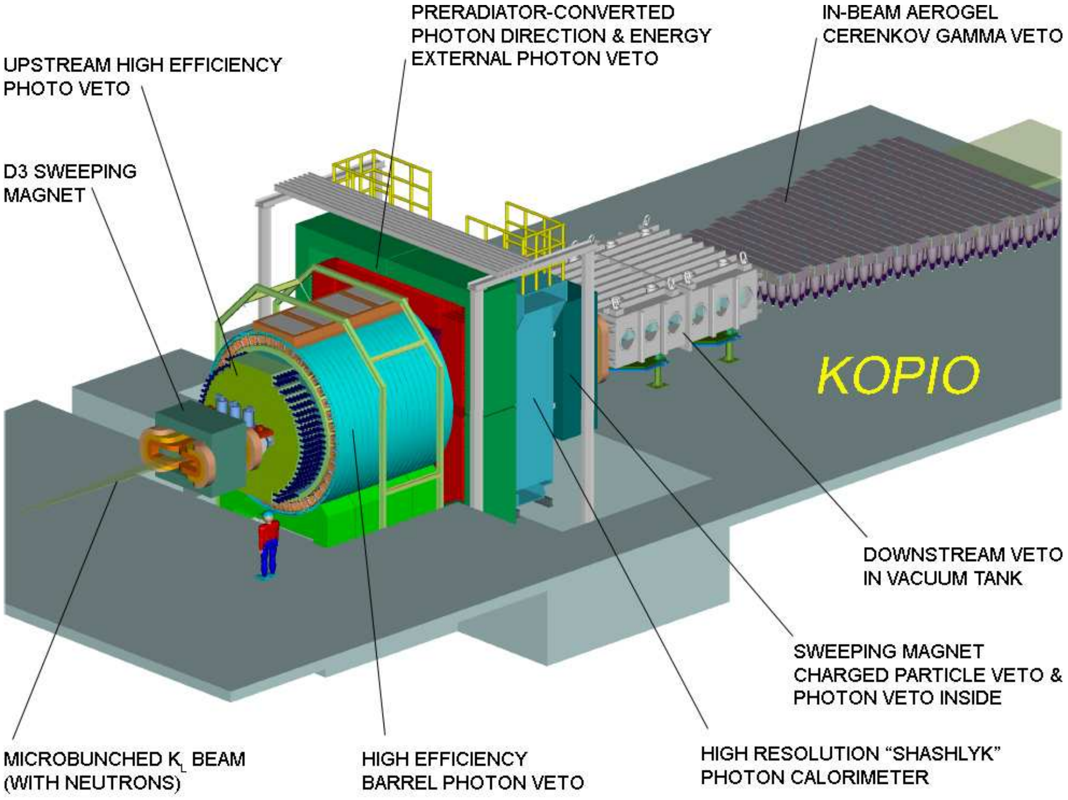

PRERADIATOR-CONVERTED
PHOTON DIRECTION & ENERGY
EXTERNAL PHOTON VETO
IN-BEAM AEROGEL
CERENKOV GAMMA VETO
UPSTREAM HIGH EFFICIENCY
PHOTO VETO
D3 SWEEPING
MAGNET
KOPIO
DOWNSTREAM VETO
IN VACUUM TANK
SWEEPING MAGNET
CHARGED PARTICLE VETO &
PHOTON VETO INSIDE
MICROBUNCHED K_L BEAM
(WITH NEUTRONS)
HIGH EFFICIENCY
BARREL PHOTON VETO
HIGH RESOLUTION "SHASHLYK"
PHOTON CALORIMETER

図 **1.4:** KOPIO 検出器

KOPIO 実験の大きな特徴は、ターゲットに衝突させる一次陽子ビームとして、マイクロバンチと呼ばれる幅 200 ps の非常に鋭い時間構造を持ったビームを使用することが挙げられる。これにより K_L^0 のターゲットでの生成時刻を特定することが出来る。さらにカロリーメーターのすぐ上流に設置されたプリラディエーターと呼ばれる検出器で光子の方向とタイミングを測定することで、K_L^0 の崩壊点と時刻を再構成し、生成時刻の情報と併せて TOF による K_L^0 の運動量の測定を行なう。図 **1.5** がその概念図である。

これにより、$\sim$150 イベントの観測と 5%以下の精度での η の測定を目指していたが、残念ながら実現しなかった。

1.2.3 KEK-E391a 実験

KEK-E391a 実験は、$K_L^0 \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 探索に特化した初めての実験であり、また、将来の J-PARC における実験のためのパイロット実験としての側面も合わせ持つ。ビームラインを図 **1.6** に検出器を図 **1.7** にそれぞれ示す。

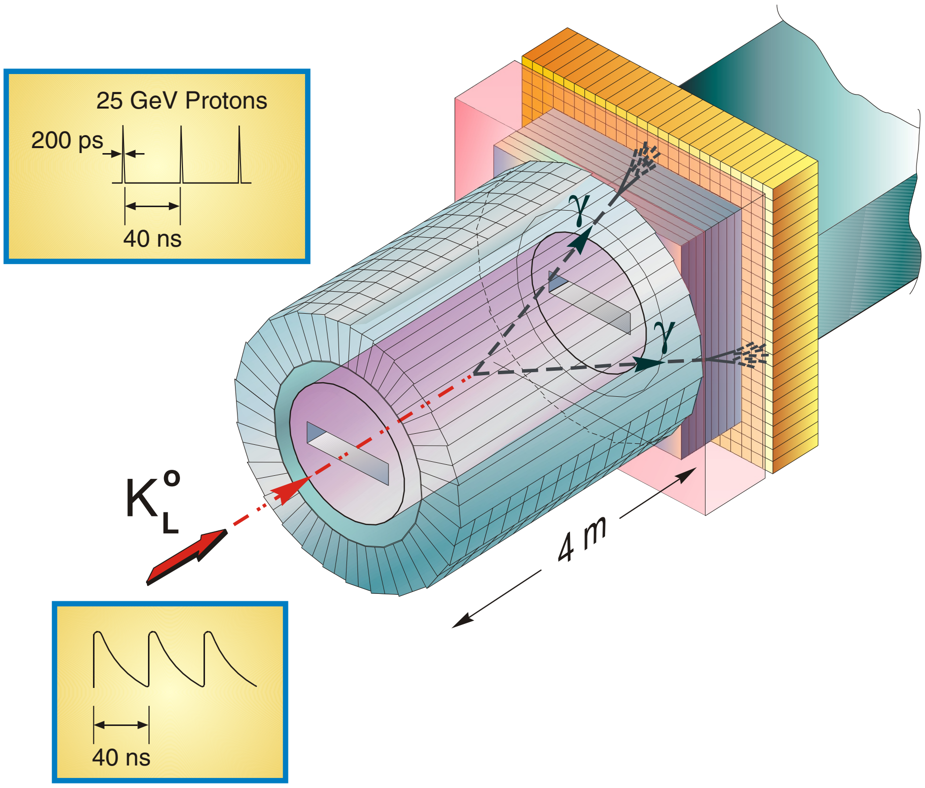


図 **1.5:** KOPIO 実験でのシグナル検出の概念図

特徴は、非常に細く絞った K_L^0 のビームを使用していることにあり、これにより K_L^0 の崩壊地点に強い制限をかけている。ターゲットからみた時の、ビームが導かれる立体角は 12.6μstr である。ターゲットからの取り出し角度は 4° であり、平均 3 GeV/c の K_L^0 が検出器に導かれる。

シグナル γ を捕らえる検出器としては CsI 結晶を用いているため、KOPIO のように角度を計ることは難しい。そこで、入射位置の情報から $\pi 0$ の質量を仮定して発生点を求め、得られた発生地点（ Z ）から 2γ の P_t を計算し、Z と P_t を用いてバックグラウンドの排除を行なう。

この実験は、2004 年 2 月より 2005 年 12 月までの間データを収集した。現在はまだ得られたデータの解析中であるが、最終的には Grossman-Nir のリミットまで感度が到達する見込みである。

1.2.4　J-PARC $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 実験

現在茨城県東海村にて、大強度陽子加速器計画（ J-PARC ）により世界最大の陽子数を有する、大強度陽子シンクロトロンの建設が進められている。この加速器は 2007 年から 2008 年にかけて完成する予定であり、この加速器を利用した $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 探索実験を 2008 年、もしくは 2009 年から行なうべく現在は準備を行なっている。

陽子の運動量としては運転開始時は 30 GeV でスタートし、その後アップグレードの機会があれば 50 GeV まで引き揚げられる計画である。陽子の数としては最大強度の時で $2 \times 10^{14} p.p.p.$ [1] が見込まれ

---

[1] $p.p.p.$: protons par pulse (1 スピルあたりの陽子数。)

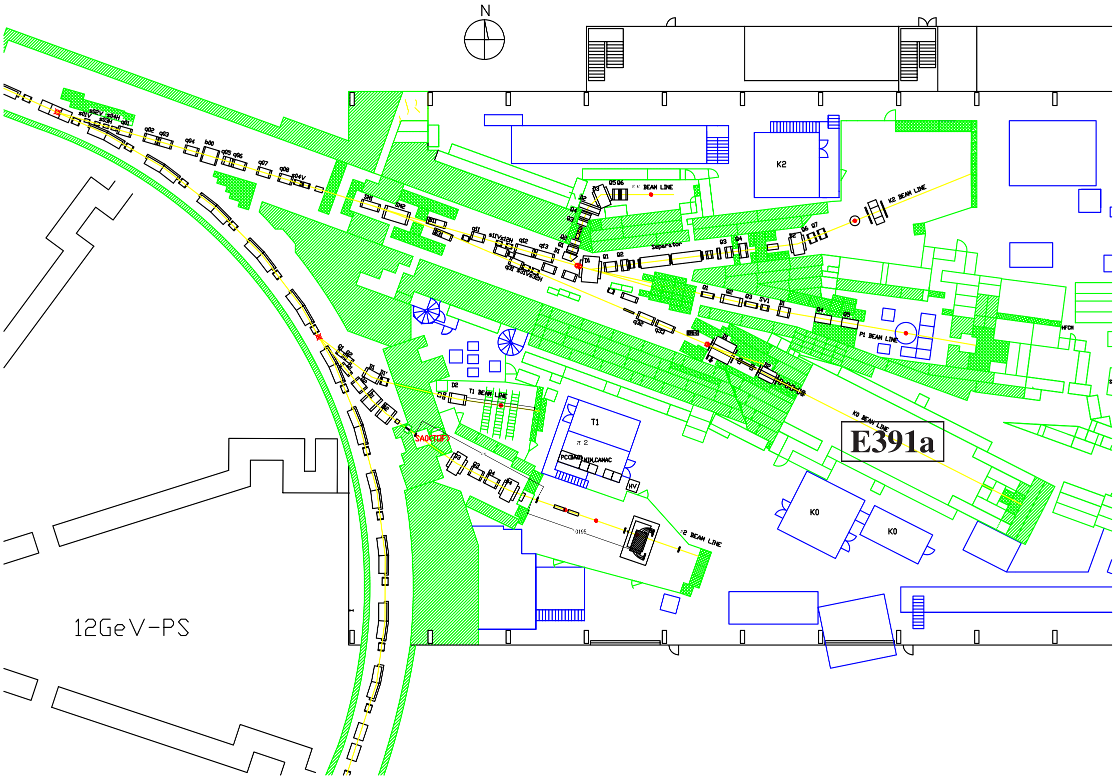

N
K2
K2 BEAM LINE
T1 BEAM LINE
T1
K0 BEAM LINE
E391a
K0
K0
12GeV-PS

図 **1.6:** KEK-PS K0 ビームライン

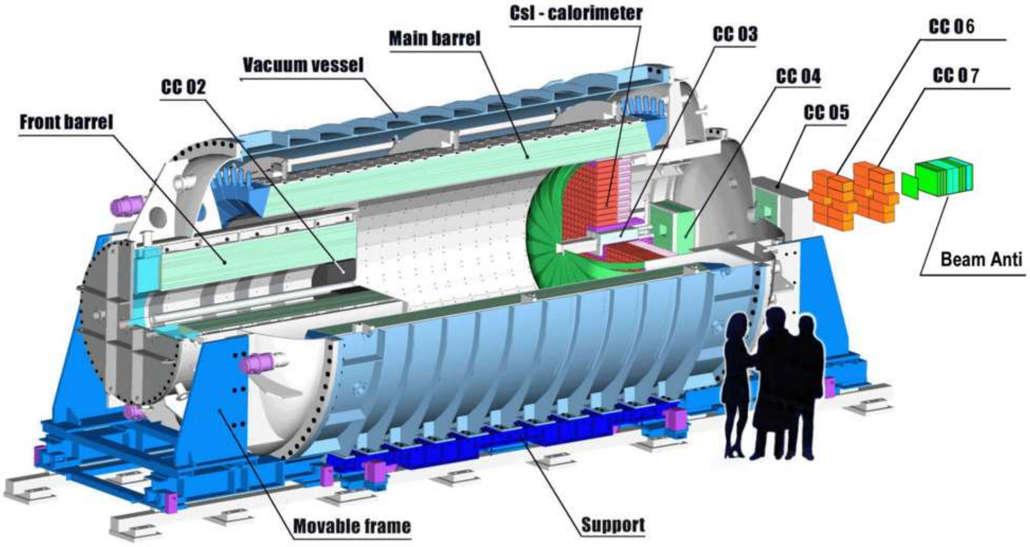

CsI - calorimeter
Main barrel
Vacuum vessel
CC 02
Front barrel
CC 03
CC 04
CC 05
CC 06
CC 07
Beam Anti
Movable frame
Support

図 **1.7:** E391a 検出器

ており、これは E391a 実験を行なった KEK-PS の約百倍の強度である。図 **1.8** が加速器全体のイメージであり、図 **1.9** が、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 探索実験を行なうハドロン実験施設である。

J-PARC での $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 探索実験は、step1、step2 の二段階にわけて行なうことを計画している。そのため、以下では step1、step2 のそれぞれについて説明を行なう。

ハドロン実験施設
物質・生命科学実験施設
3 GeV シンクロトロン
ニュートリノ実験施設
50 GeV シンクロトロン
リニアック
核変換実験施設

図 **1.8:** J-PARC 全体図。

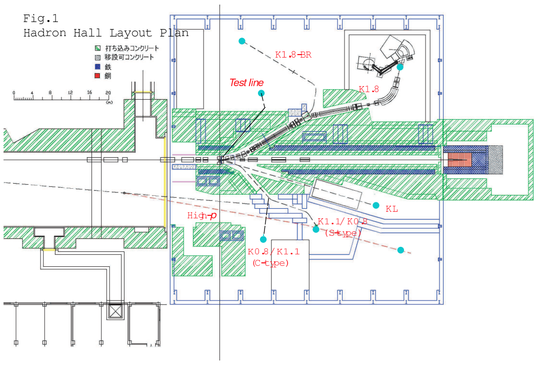


Fig.1
Hadron Hall Layout Plan
打ち込みコンクリート
移設可コンクリート
鉄
銅
0
4
8
12
16
20
(m)
K1.8-BR
Test line
K1.8
KL
High-p
K1.1/K0.8
(S-type)
K0.8/K1.1
(C-type)

図 **1.9:** J-PARC ハドロン実験施設

1.2.4.1 Step1

Step1 では、現在の E391a 実験の検出器をほぼそのまま持ってもって行くことが計画されている。Step1 として、計画されているビームラインを図 **1.10** に示す。ターゲットとしては他の実験との共有ターゲット（厚さ $0.3\lambda_I$）を使用し、取り出し角度は 16° である。また、ターゲットから検出器までの距離は 20 m である。K_L^0 のエネルギーは平均約 2 GeV/c と、取り出し角度が大きくなった分、やや E391a に比べ減少している。

4 章であらためて議論するため、ここでは詳しく述べないが、Step1 では約 30 イベント観測できることが見込まれており、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の初観測が期待されている。

1.2.4.2 Step2

Step2 では Step1 までに得られた経験を生かし、検出器を完全にアップグレードし、長さ 15m、直径 3m のものを建設する予定である。また、独自のビームラインと独自のターゲット（厚さ $1\lambda_I$）を用い、5° でビームを取り出すことで、更に高いレートでのイベントの検出を目指している。検出器はターゲットから 50m の地点に設置され、導かれる K_L^0 の運動量は平均約 5 GeV/c である。

これも 4 章であらためて議論するためここでは詳しく述べないが、Step2 では約 400 イベント程度のイベントの検出が期待されており、η の精密測定と、それによる標準理論の検証が最終目標である。

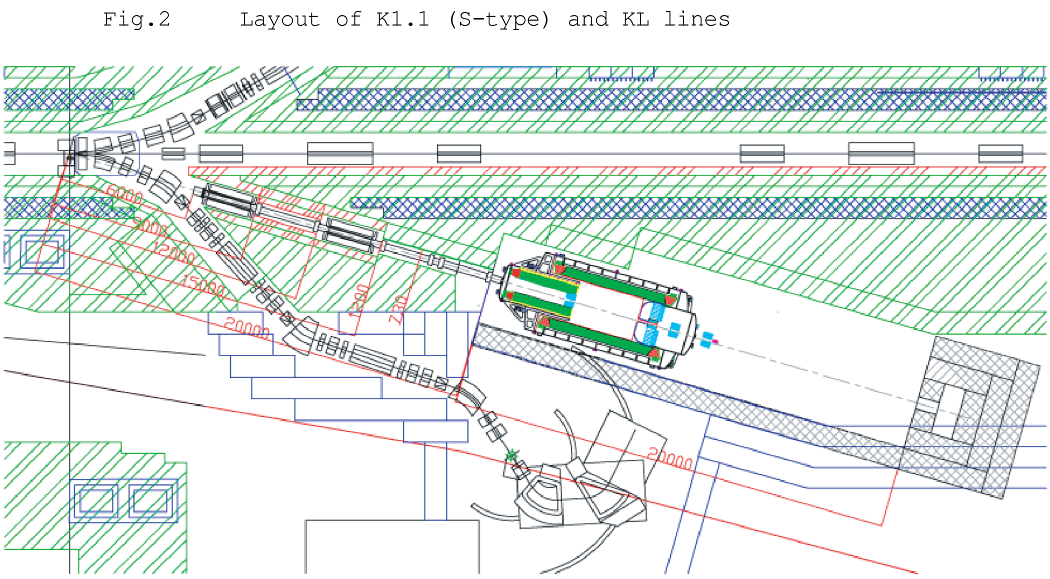


Fig.2 Layout of K1.1 (S-type) and KL lines
6000
9000
12000
15000
20000
1280
730
20000

図 **1.10:** J-PARC Step1 のビームライン

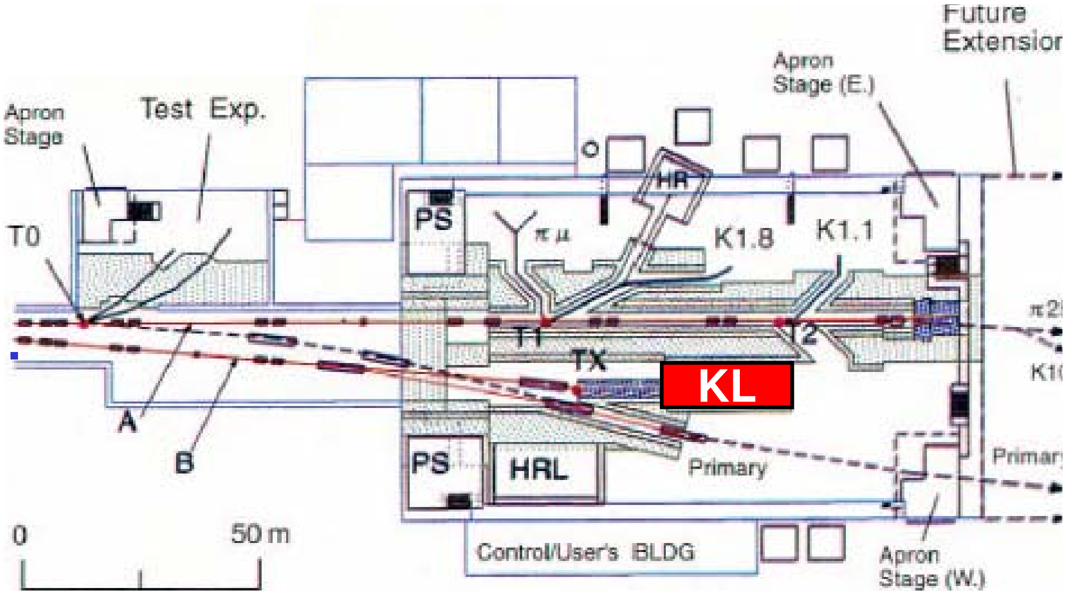

Future
Extensio
Apron
Stage (E.)
Apron
Stage
Test Exp.
T0
PS
HR
π μ
K1.8
K1.1
π2
T1
T2
TX
KL
K1
A
B
PS
HRL
Primary
Primar
0
50 m
Control/User's BLDG
Apron
Stage (W.)

図 **1.11:** J-PARC Step2 のビームライン

第2章　ビームキャッチャー

2.1　ビームキャッチャーに要求される性能

ここでは、ビームキャチャーがどのような役割を担う検出器であるかについて簡単に述べる。

2.1.1　光子に対する検出効率

シグナルイベント $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ に対する最大のバックグラウンドは $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ であり、π^0 の崩壊により生じた 4γ のうち 2γ を検出し損なうという事象によるものである。この $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ の過程は、シグナルに対して分岐比が約 10^8 倍である。したがってこの $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ によるバックグラウンドを十分に落とすには、1 つの γ に対し少なくとも 10^{-4} 程度以下の不感率に抑える必要がある。そのためにはビームの外側だけを veto 検出器で覆うだけでは不十分であり、ビーム中にも veto 検出器を配置することが必要である。

具体的に必要な検出効率に関しては、J-PARC における実験の場合を第 4 章で議論するが、90%程度の検出効率を実現するのことが要求される。

2.1.2　中性子に対する不感性

一方ビーム中には大量の中性子が存在するため、この中性子に対する不感性を保つことが非常に重要である。これは、中性子によるカウントレートが高いと、アクシデンタルヒットによりシグナルが失われる確率が増加するからである。これも 4 章で改めて議論を行なうが、中性子によるヒットレートは、多くとも 10 MHz 以下にする必要がある。

一方、ビームラインのシミュレーションにより、ビーム中に存在する中性子の数は K_L^0 の数の 10 倍以上と見積もられる。特に J-PARC $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 実験の Step2 のビームラインでは約 1.6 GHz に達すると予想されており、したがって、例えば 10MHz にカウントレートを落とすには反応率を 1%以下に抑えることが必要となる。

これのような、非常に低い中性子に対する反応確率を、光子 veto 検出効率と両立させせつつ実現することがビームキャッチャーに対する要求である。

2.2 検出器のデザイン

前節で述べたような、光子に対する高い検出効率と、中性子に対する高い不感性を両立するため、我々は、鉛とエアロジェルのサンドイッチ構造からなる検出器を考案した。これは、鉛中で光子に電磁シャワーを起こさせ、生じた e^+/e^- のエアロジェル中でのチェレンコフ発光を光検出器で捕らえるというものである。

検出器の設計上のアイデアは、第一にチェレンコフ発光を用いることである。これによって光子から生成される電子・陽電子に対しては感度があり、中性子反応で生成される重い（遅い）荷電粒子に対する感度を減らすことができる。検出原理の模式図を図 **2.1** に示す。第二の特徴は、このモジュールをビーム進行方向に幾層も並べ、そのコインシデンスをとることで、前方にシャワーの広がる粒子、すなわち崩壊領域からの光子にのみ感度を持つようにしていることである。中性子反応による二次粒子、例えば荷電パイオンや中性パイオン起因の光子、では、シャワーは等方的に近い広がりを持つと期待され、この幾何学的な特徴を用いることで、中性子に対する感度をさらに下げられることが期待できる。

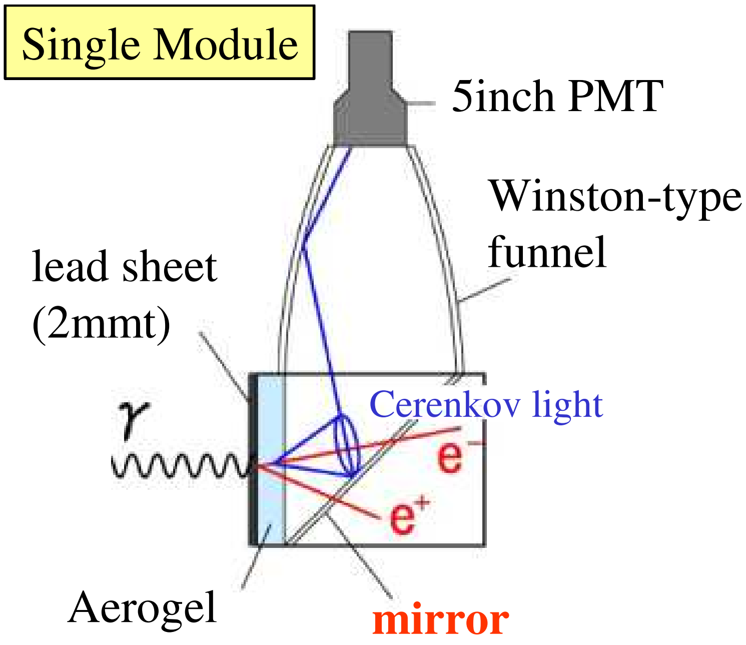

Single Module
5inch PMT
Winston-type funnel
lead sheet (2mmt)
γ
Cerenkov light
e⁻
e⁺
Aerogel
mirror

図 **2.1:** ビームキャチャーの検出原理

2.2.1 エアロジェル

エアロジェルは SiO_2 を主成分とする物質であるが、図 **2.2** のような三次元的に複雑に絡まった構造をもっており、大部分は空洞である。そのため、非常に低密度 (0.04-0.6 g/cm^3)、低屈折率 (1.01-1.07) であり、かつ可視光に対する透過性が高いという特徴がある。

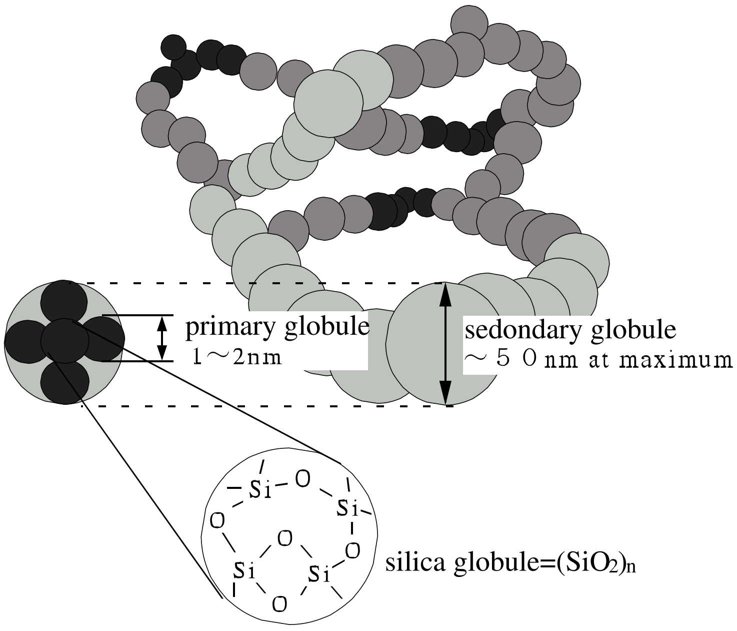

primary globule
１～2nm
sedondary globule
～５０nm at maximum
Si
O
silica globule=(SiO2)n

図 **2.2:** エアロジェルの分子構造

2.2.2 Winston cone

ここでは、光学系の一部として用いた Winston cone について、説明する。Winston cone は、図 **2.3** に示すようにオフアクシスのパラボラ回転体であり、角度の広がりをもった入射光に対して、高い集光効率を得ることが出来る。

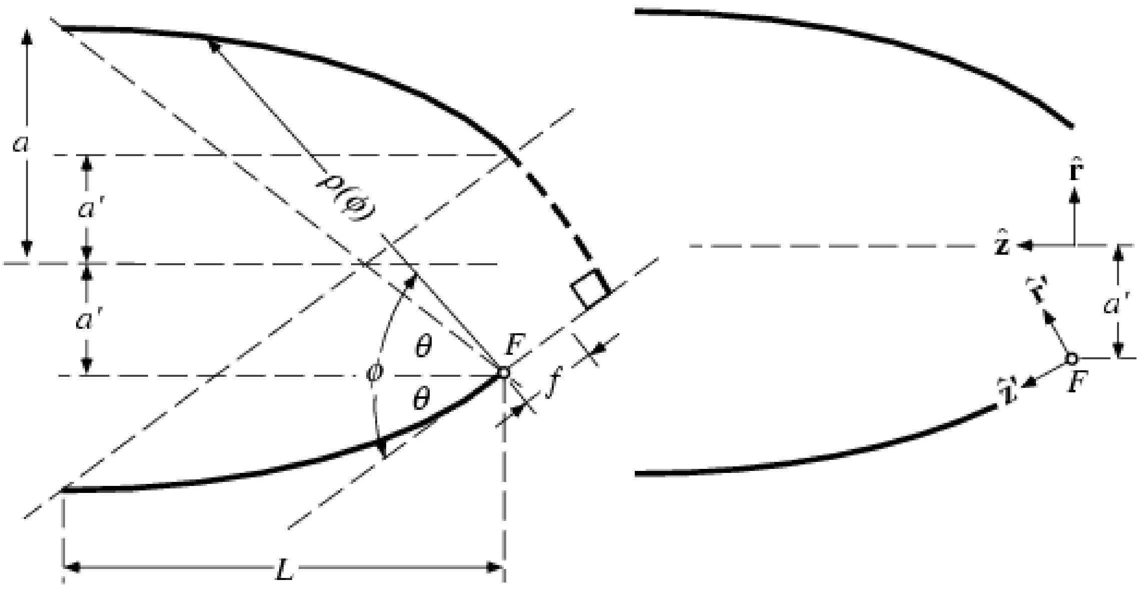

a
a'
a'
ρ(φ)
θ
φ
θ
F
f
L
r̂
ẑ
a'
r̂'
ẑ'
F

図 **2.3:** Winson cone

表面の形状は、図 **2.3** での (r', z') 座標系で

$$(r' - r'_0)^2 = 4f(z' - z'_0) \tag{2.1}$$

により表される。これを、(r, z) 系に座標変換することで、表面の形状の式

$$(r\cos\theta + z\sin\theta)^2 + 2ra'(1+\sin\theta)^2 - a'^2(1+\sin\theta)(3+\sin\theta) - 2a'z\cos\theta(2+\sin\theta) = 0 \tag{2.2}$$

が得られる。

特徴の一つは、形状の自由度は 2 しかないことであり、例えば入口の口径と出口の口径を決定すれば cone の長さは一意に決まる。もう一つの特徴は、集光可能な臨界角 (θ) が存在することであり、この臨界角よりも、軸に対し浅い角度で入射した光は高い効率で集めることが出来るが、この臨界角を越えると集光出来ずに、入射した光子はまた入口へと戻ってゆく。図 **2.4** は、臨界角で入射した時の集光の様子である。

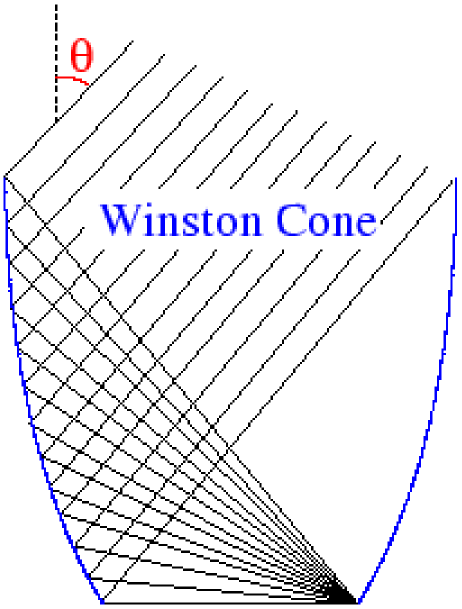


図 **2.4:** 臨界角で入射した光に対する集光の様子。

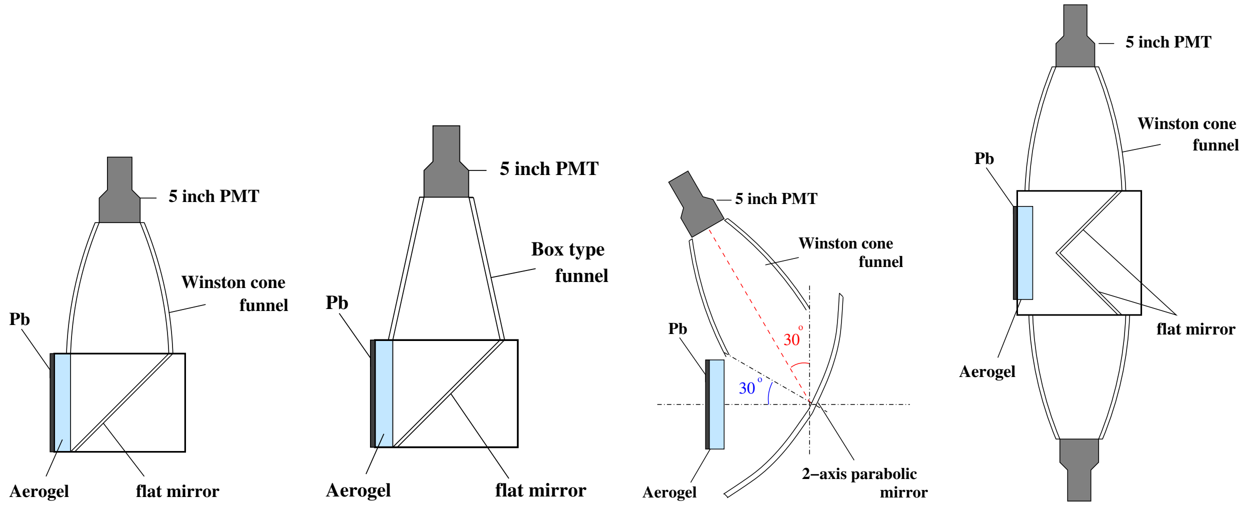
後で述べるが今回検討した光学系のデザインでは全て 30 cm 角のエアロジェルを用い、光電子増倍管 (PMT) も全て 5 インチ系の場合を考えたので、入口が 30 cm、出口が 12 cm とした時の Winston cone を採用した。この時のパラメーターを表 **2.1** に示す。

表 **2.1:** 採用した Winston cone のパラメーター。

入口直径	出口直径	cone の全長	臨界角
30 cm	12 cm	48.1 cm	23.6°

2.2.3 光学系のデザイン

図 **2.5** に光学系のデザインとして、我々が検討したものを示す。これについては、詳細な議論が [10] に記述されているが、ここで各デザインについて簡単に説明する。いずれも、エアロジェルのサイズは 30cm×30cm×5cm、読み出しは 5 インチ PMT で行なっている。これは、KOPIO 実験での使用を仮定した際に、ビームキャッチャーが設置される地点でのビームの垂直方向の大きさが約 10cm であるため、この領域を十分カバーするために決定された大きさである。ただし後で述べるが、E391a 実験や J-PARC での実験ではビームサイズが ϕ10cm 程度であり、結果的には全く同じサイズの検出器がこれら 2 つの実験に対しても応用できることとなった。


5 inch PMT
Winston cone funnel
Pb
Aerogel
flat mirror
5 inch PMT
Box type funnel
Pb
Aerogel
flat mirror
5 inch PMT
Winston cone funnel
Pb
30°
30°
Aerogel
2–axis parabolic mirror
5 inch PMT
Winston cone funnel
Pb
flat mirror
Aerogel

(a) “Base” デザイン **(b)** “Box” デザイン **(c)** “At-most” デザイン **(d)** “Top-and-bottom” デザイン

図 **2.5:** 考慮した光学系のデザイン。

“Base” デザイン 平面鏡と Winston Cone からなり、比較的一様な集光効率が得られる。Winston Cone 以外は単純な光学系である。

“Box” デザイン “Base” デザインの Winston Cone の部分を、台形の鏡を 4 枚組み合わせた箱型の形状にしたもの。サイズは、入口が 30cm×30cm、出口が 10cm×10cm で高さが 50cm である。形状は最もシンプルだが、集光効率は “Base” デザインに比べ約 3 割低くなる。

“At-most” デザイン “Base” デザインから、平面鏡を 2 軸パラボラの凹面鏡に変え、Winston cone および PMT を 30° 傾けたもの。中心付近では非常に高い集光効率が得られるが、端の方では逆に “Base” デザインに比べ低くなり、平均的にはそれほど “Base” デザインと変わらない。また、構造が複雑である。

“Top-and-bottom” デザイン Winston cone と PMT を 1 モジュールにつき 2 つ用意し、上下から読み出すようにしたもの。集光率の場所依存性が少なく、平均的に高い集光効率が期待できる。ただし、Winston cone と PMT にかかるコストが倍になる。

これらの候補を検討した結果、比較的量産が容易であり、コストパフォーマンスに優れるという理由から、“Base” デザインを検出器のデザインとして採用し、これに基づき、後の章で述べるプロトタイプモジュールの開発や性能の見積もり等を行なった。

第3章　プロトタイプモジュールの開発と基本性能の評価

3.1　プロトタイプモジュールの開発

3.1.1　大型プロトタイプの製作

我々は、これまでにこのエアロジェルを用いた光子検出器の動作原理を実証するため小型プロトタイプ（図 **3.1**）を用いたテストを行なってきた。このテストでは、得られる光量がシミュレーションにより、よく再現できることが確認でき、また中性子の代わりとして陽子ビームを用いた測定より、ハドロンに対する反応に関してもシミュレーションにより、信頼性のある予言できることが確認された [10, 11]。

そこで、次のステップとして我々は大型プロトタイプの製作を行なった。図 **3.2** にプロトタイプ検出器の概略を示す。

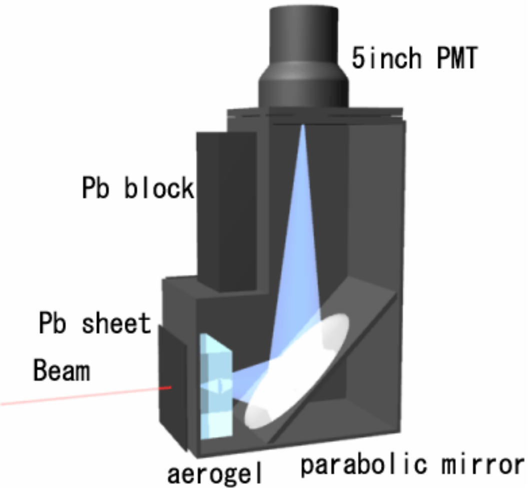

5inch PMT
Pb block
Pb sheet
Beam
aerogel
parabolic mirror

図 **3.1:** 以前の小型プロトタイプモジュール。エアロジェルのサイズは 11 cm×11 cm×5 cm である。

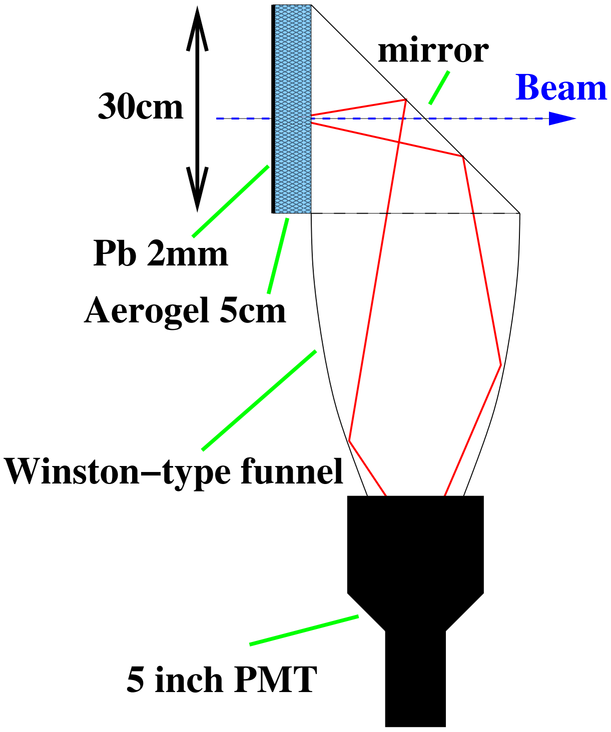

30cm
mirror
Beam
Pb 2mm
Aerogel 5cm
Winston−type funnel
5 inch PMT

図 **3.2:** 今回製作したプロトタイプの構成。

これまでのプロトタイプと大きく違う点は、エアロジェルの面積が約9倍と飛躍的に大きくなった点と、Winston cone を用いた集光系を採用した点である。以下、今回製作した検出器の各部分について詳しく説明を行なう。

3.1.1.1 エアロジェルタイル

エアロジェルタイルは松下電工製、YI50(屈折率 1.05) 及び YI30(屈折率 1.03) の 2 類を用意してテストをした。

モジュールに必要なサイズは 30 cm×30 cm×5 cm であるが、この大きさの物を 1 枚のタイルとして製造することが現時点では技術的に不可能であるため、小さなタイルを多数パッケージして必要なサイズを実現することとした。その際、YI50 は 10 cm × 10 cm × 1.1 cm のもの (YI50-11 と呼ぶ) と、10 cm × 10 cm × 1.7 cm のもの (YI50-17 と呼ぶ) の 2 種、YI30 は 10 cm × 10 cm × 1.1 cm のもの (YI30-11 と呼ぶ) を使用した。それぞれのパラメーターを表 **3.1** にまとめる。これらはいずれも 11 cm × 11 cm の大きさので製作したものを、パッケージングのためにウォータージェットによる切断加工を施し、10 cm × 10 cm の大きさにしたものを用いている。YI50 について 2 種類用意したのは、表面についての効果を調べるためである。

表 **3.1:** 使用したエアロジェルタイルのパラメーター

名前	屈折率	1 枚の大きさ	全体のサイズ	枚数
YI50-11	1.05	10 cm × 10 cm × 1.1 cm	30 cm × 30 cm × 5.5 cm	45 (= 3 × 3 × 5)
YI50-17	1.05	10 cm × 10 cm × 1.7 cm	30 cm × 30 cm × 5.1 cm	27 (= 3 × 3 × 3)
YI30-11	1.03	10 cm × 10 cm × 1.1 cm	30 cm × 30 cm × 5.5 cm	45 (= 3 × 3 × 5)

パッケージング

取り扱いの容易さと、インストールした後の安定性のため、1mm 厚のアルミニウムで箱を製作し、その中に敷き詰めることでエアロジェルタイルのパッケージングを行なった。図 **3.3** は、パッケージ後のエアロジェルタイルの写真である。壁の無い面は、全体にサランラップを張り崩れ落ちないようにした後、モジュールにインストールした。このラップでの光量ロスは、分光光度計を用いて評価を行ない、その結果、波長によらず 10%程度ロスすることが分かった。これは、ほとんどが表面でのフレネル反射によるものである。シミュレーション上では、ラップでのロスは全ての波長の光に対し 10%とした。

3.1.1.2 Winston cone

Winston Cone は、横浜機工 (株) に依頼し製作を行なった。アルミ基材を絞り加工により成形し、内壁にアルミニウムを真空蒸着し、バフ研磨を施すことで鏡面を作成した。図 **3.4** は製作した Winston Cone の設計図である。技術的な理由から、一度に全ての面を蒸着することは出来なかったので、3 つの部分に分けて製作し、最後にリベット止めにより接合してある。

また、図 **3.5** は、横浜機工による反射率測定の結果である。PMT の感度領域 (300nm-550nm) では位置によらずほぼ一定の反射率が得られている。また、アルミ蒸着面の上に施した SiO_2 のコーティングのた

図 **3.3:** エアロジェルタイルの写真。モジュールに挿入用の箱に詰めた状態であり、左が屈折率 1.03 の YI30、右が屈折率 1.05 の YI50 である。一般に屈折率が高いほど透過率は低くなる。このため YI50 の方が写真では白っぽく見えている。この後、サランラップを壁の無い面全体に張ることでエアロジェルを固定し、モジュールにインストールした。

め、干渉の効果が現れている[1]が、シミュレーション上では一律 85%の反射率とした。

3.1.1.3 平面鏡

平面鏡も同じく、横浜機工 (株) に依頼し製作を行なった。これは、2mm 厚のポリカーボネート樹脂にアルミを蒸着し、その上に SiO_2 のコーティングを施したものである。図 **3.6** は製作した製作した平面鏡の設計図である。また、同じく横浜機構による反射率の測定結果を図 **3.7** に示す。

3.1.1.4 PMT

PMT は、浜松ホトニクス製 5 インチ PMT、R1250 を使用した。PMT の QE は浜松カタログ値を読みとり、シミュレーションに入れた。

---

[1] この干渉による反射率の変化から SiO_2 のコーティングの厚さは 1 μm 程度と推定される。

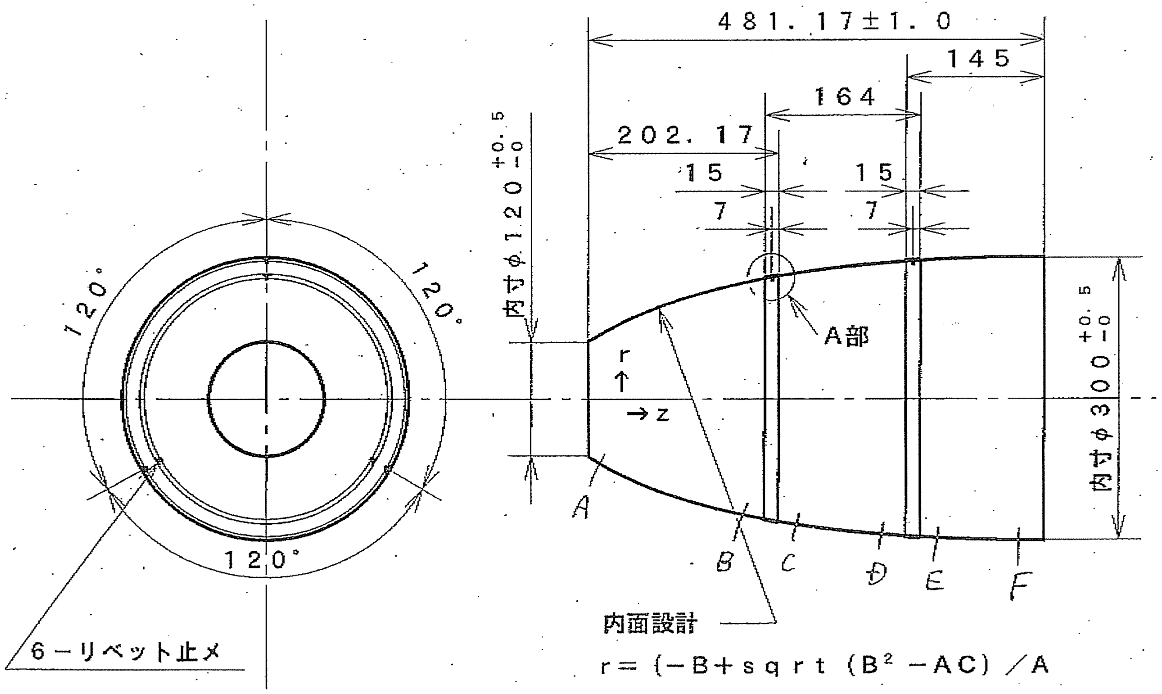
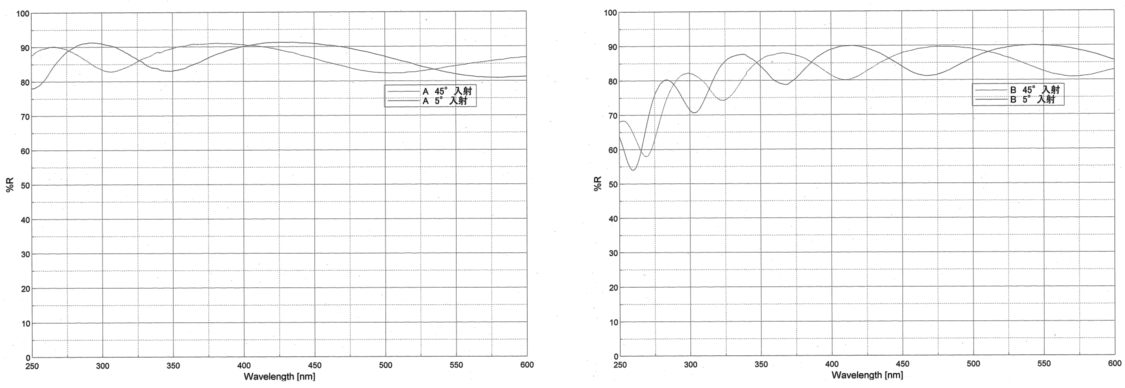

481.17±1.0
145
164
202.17
15
15
7
7
内寸φ120 +0.5 −0
120°
120°
120°
A部
r
z
A
B
C
D
E
F
内寸φ300 +0.5 −0
6ーリベット止メ
内面設計
r＝（−B＋sqrt（B² −AC）／A

図 **3.4:** Winston Cone の設計図

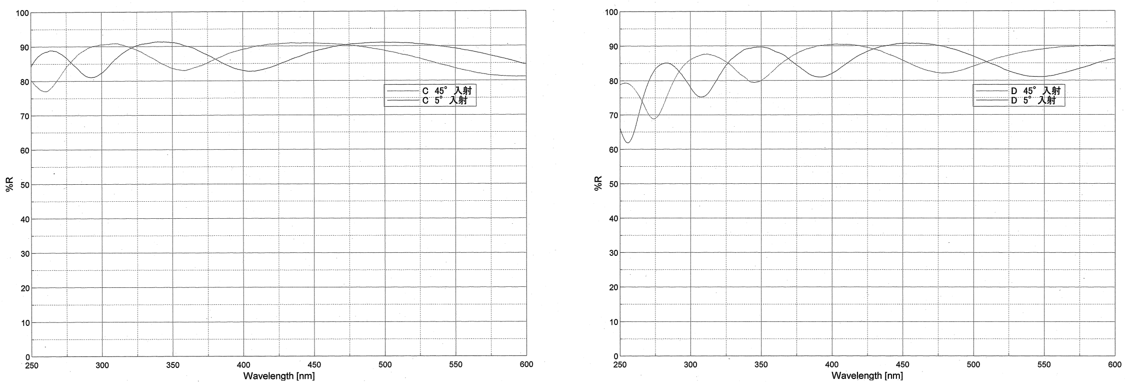
3.1.1.5　箱体

箱体は、エアロジェル、鉛、平面鏡、及び Winston-cone を支える構造を内側に有する暗箱と、PMT 及び暗箱自身を支える構造体からなっている。箱体の写真を図 **3.9** に示す。

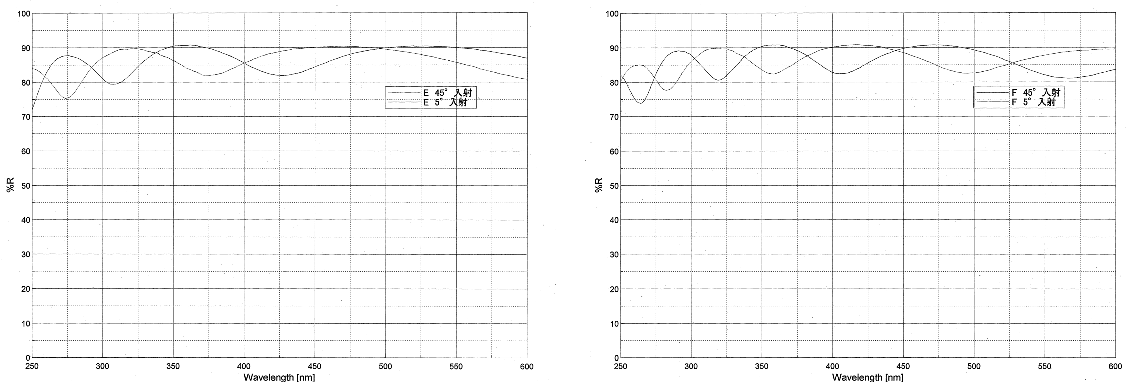
暗箱部分の壁は、全て厚さ 2 mm のアルミ板であり、黒のつや消し加工を施してあり、下部には PMT を接続するための口を設けてある。また、暗箱内部にはゲインモニター用の LED を設置した。



(a) A 地点の反射率 **(b)** B 地点の反射率



(c) C 地点の反射率 **(d)** D 地点の反射率



(e) E 地点の反射率 **(f)** F 地点の反射率

図 **3.5:** Winston Cone の反射率。横浜機工による測定結果。A-F 地点は、それぞれ、図 **3.4** 中での A-F の各点と対応している。位置によらず、ほぼ一定の反射率が得られている。反射率が波長によって周期的に変化しているが、これはアルミ蒸着の上に施してある SiO_2 のコーティング面で反射した光とアルミの蒸着面で反射した光が干渉を起こしているためである。

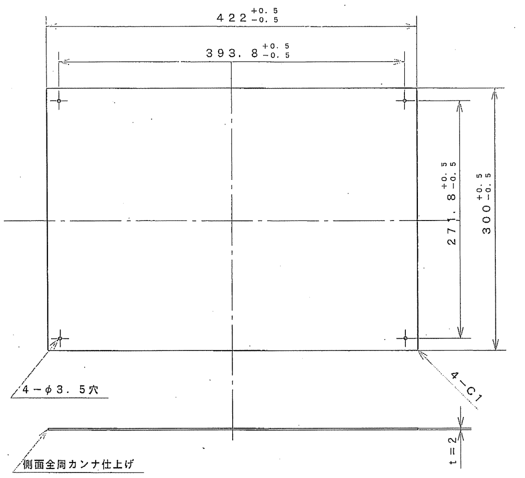

422 +0.5 −0.5
393.8 +0.5 −0.5
271.8 +0.5 −0.5
300 +0.5 −0.5
4−φ3.5穴
4−C1
t=2
側面全周カンナ仕上げ

図 3.6: 平面鏡の設計図

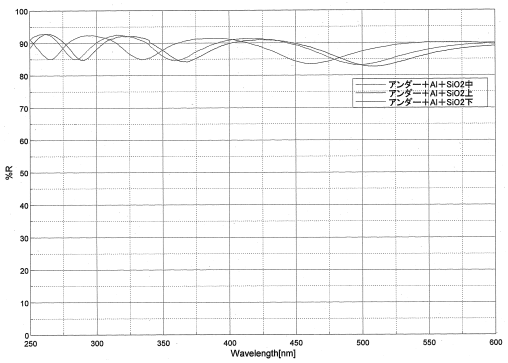
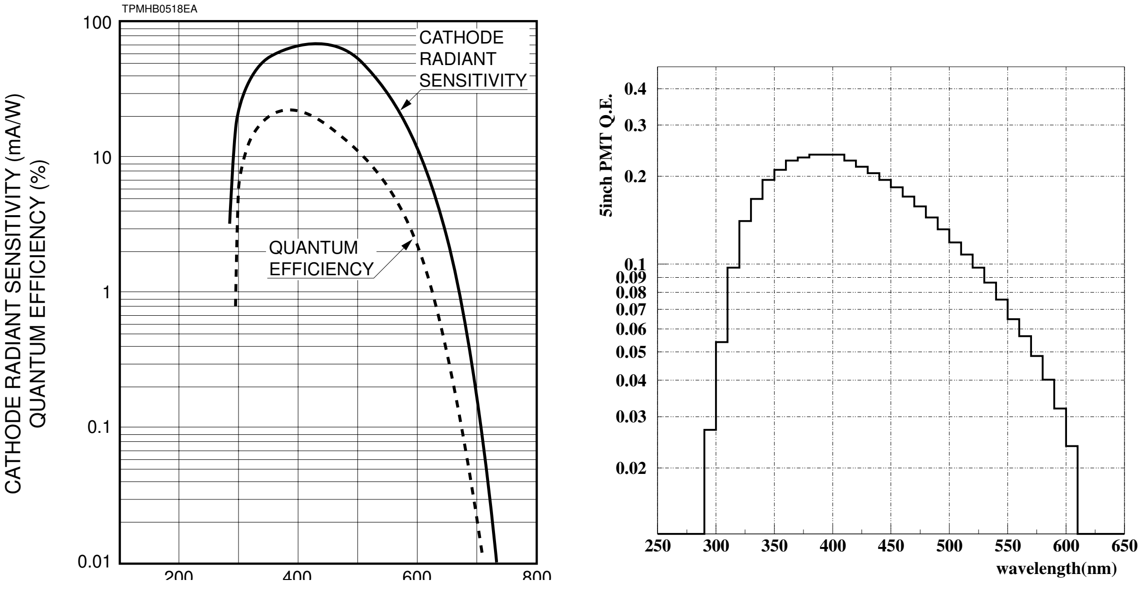


図 3.7: 平面鏡の反射率。これも表面に SiO_2 のコーティングが施されているため、干渉により反射率が周期的に変化している。



(a) カタログ値

(b) シミュレーション上での値

図 3.8: PMT の量子効率の波長依存性

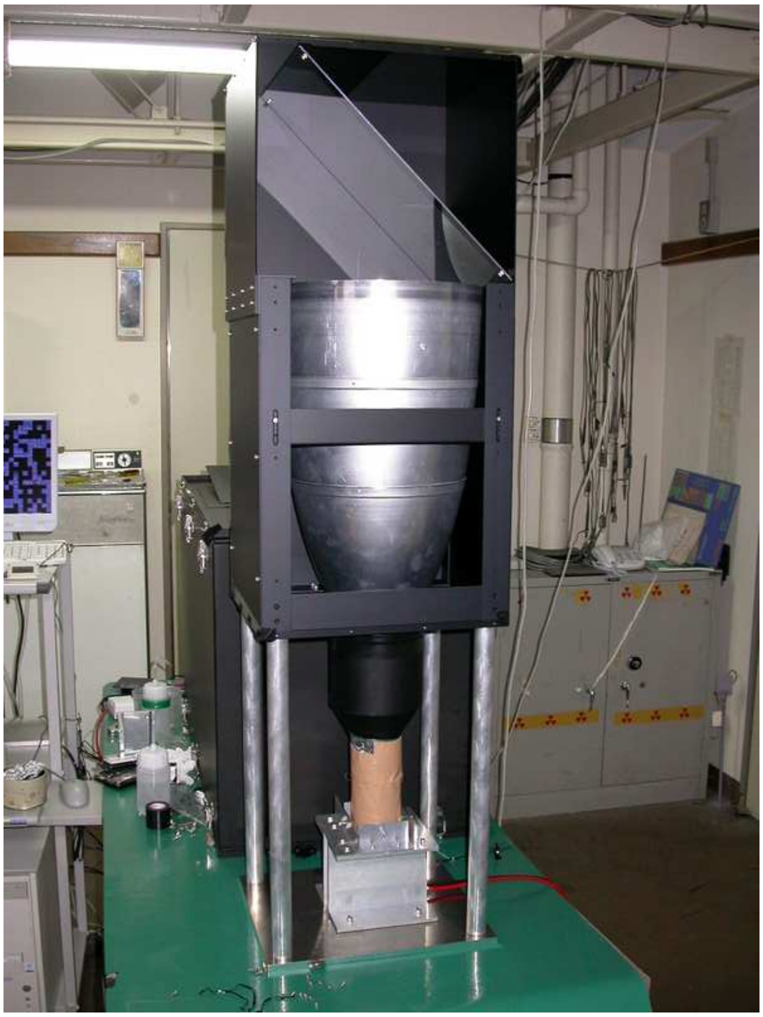


図 **3.9:** 箱体の写真

3.1.2 エアロジェルの透過率測定

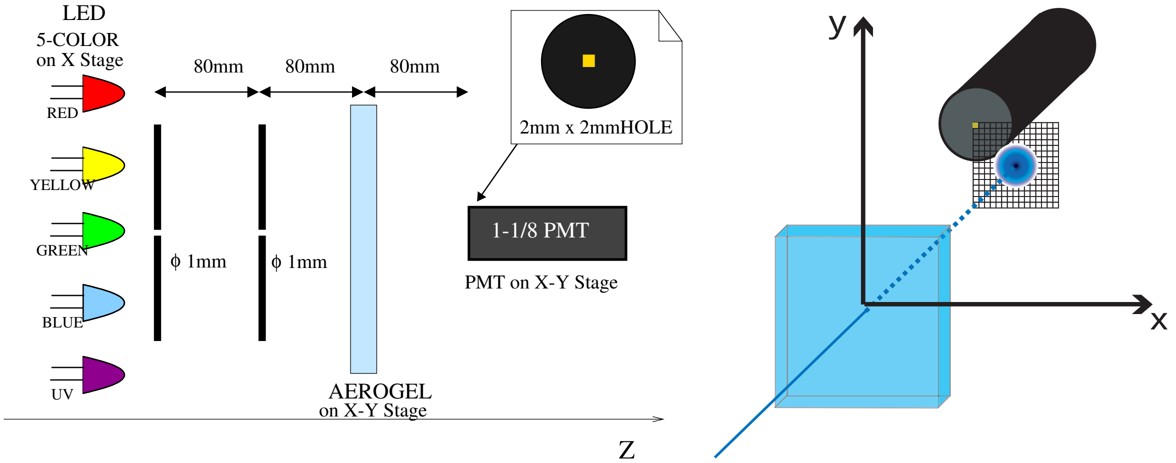
発生したチェレンコフ光の中は、エアロジェル中での吸収や散乱により PMT で検出されない場合がある。そのため、得られる光量を予測するには、この吸収や散乱の効果を正確に知ることは検出器の性質を理解する上で重要である。そのため、LED を用いたエアロジェルの透過率測定を行なった。

3.1.2.1 測定装置

測定のセットアップを図 **3.10** [12] に示す。図 **3.11** はその写真である。これは、LED からの光をスリットを用いて細く絞り、エアロジェルを透過してきた光を PMT で測定する、という装置である。エアロジェルは水平方向に移動可能な自動ステージの上に乗せてあり、自動で光軸上への挿入、除去ができる。エアロジェルの有無で光量を比較することにより、透過率の評価を行なう。

また、透過率の波長依存性を調べるため、計 5 色の LED を用い測定を行なった。使用した LED は、日亜化学製、NSHU590A($\lambda = 375$ nm、紫外) NSPB500($\lambda = 470$ nm、青)、NSPG500($\lambda = 530$ nm、緑)、NSPY500S($\lambda = 575$ nm、黄)、NSPR800AS($\lambda = 625$ nm、赤) の 5 種類である。

さらに、PMT は 2mm 角の領域以外をマスクし、水平、垂直方向に移動可能なステージ上に設置してある。これにより、散乱光の分布をスキャンして測定することができる。


LED
5-COLOR
on X Stage
RED
YELLOW
GREEN
BLUE
UV
80mm
80mm
80mm
ϕ 1mm
ϕ 1mm
AEROGEL
on X-Y Stage
Z
2mm x 2mmHOLE
1-1/8 PMT
PMT on X-Y Stage
y
x

(a) 全体図 **(b)** スキャンのイメージ

図 **3.10:** 透過率測定のセットアップ

3.1.2.2 透過率の評価方法

透過率を評価する際には、散乱された光をどのように取り扱うかが問題となる。エアロジェル中での散乱過程としては、Rayleigh 散乱と考えられるほぼ等方的な散乱と、Mie 散乱と考えられる微小角度での前方への散乱に大別できることが分かっている。

今回用いた測定系では、エアロジェルから 10 cm 程度離れた地点で 3 cm 角程度に入った光を捕らえている。そのため等方的な Rayleigh 散乱が起こった場合、検出出来る立体角が非常に小さくほとんどが捕

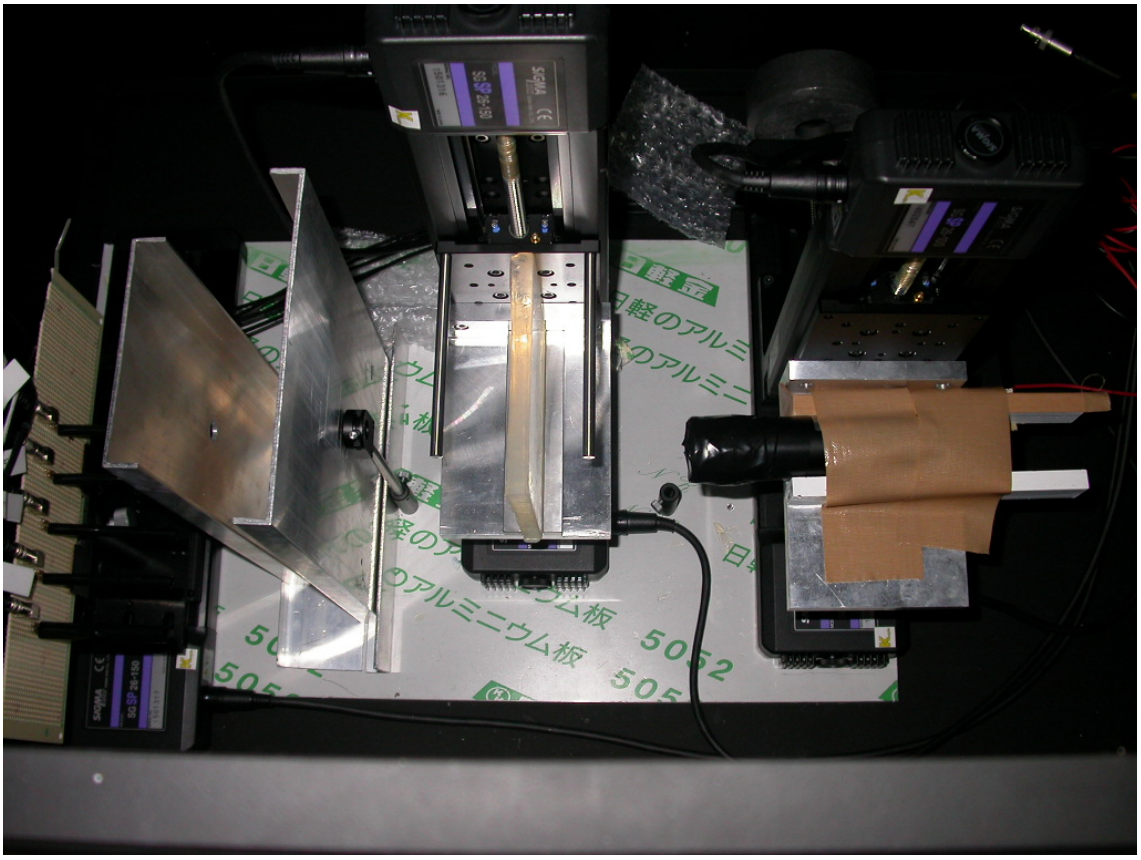


図 3.11: 透過率測定装置の写真

らえることの出来ない散乱光となる。従って、Rayleigh 散乱の寄与は、エアロジェルを挿入することによって失われた光量を調べることで評価することができる。

一方 Mie 散乱に関しては、この測定系では検出器の存在する地点での光量の横方向の広がりが、数 mm 程度増加する効果として観測される。ただし散乱角が微小であるため、この散乱が検出器性能に与える影響は小さい。実際、以前に行なわれたスタディ[12] において、$30\ mm \times 30\ mm$ の範囲をスキャンし、その範囲に入った光を全て「透過光」と見なし、シミュレーション上では全く散乱を起こさないとした時にも、十分よくデータを再現出来ることが確認されている。

そのため、今回も当時と同じ方法を用いて評価を行なった。透過率 $(Transmittancs)$ の定義は、具体的には、

$$Transmittanse = \frac{\sum(Mean(Aerogel) - Pedestal)}{\sum(Mean(Air) - Pedestal)}$$

とした。ここで $Mean(Aerogel)$ はエアロジェルを光軸上に置いた時の各点で観測される ADC カウントの平均値であり、$Mean(Air)$ は光軸からエアロジェルを外した時の ADC カウントの平均値である。

したがってこの方法による評価では、透過率に寄与するのは、ほぼ吸収によるロスと Rayleigh 散乱によるロスのみであることが期待される。そこで以下に述べる測定では、透過率の波長依存性を、

$$Transmittanse(\lambda) = A \exp\left(-\frac{Ct}{\lambda^4}\right)$$

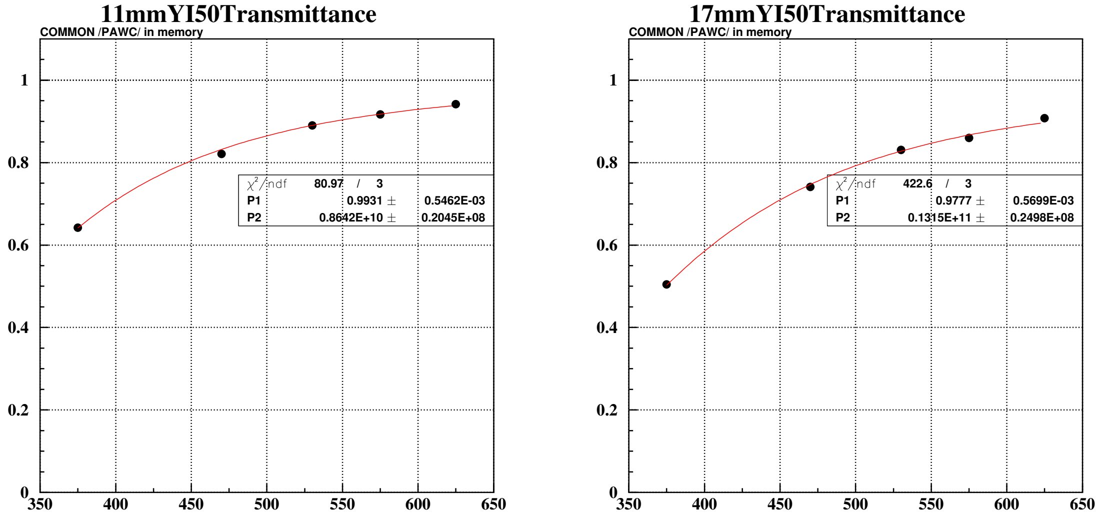
という関数でフィットすることで、それぞれの効果を求めた。ここで、A 及び Ct がフィットにより求めるパラメーターであり、吸収、及び、Rayleigh 散乱の効果をそれぞれ特徴づけている。

3.1.2.3　YI50 の測定結果

先に述べたように、今回用いたエアロジェルは、一度 11 cm × 11 cm の大きさで製造した後、ウォータージェットでの切断加工により 10 cm × 10 cm の大きさに整えてある。YI50 に関しては、切断前に透過率を測定する機会があったので、切断前、切断後ともに透過率測定を行なった。ここではそれぞれの測定結果について述べる。

切断前の測定

切断前の YI50 エアロジェルについては、11mm 厚のものと 17mm 厚のものをそれぞれ 2 サンプルずつ、計 4 サンプルについて透過率の測定を行なった。透過率の波長依存性の測定結果の例を図 **3.12** に示す。いずれもフィットが成功していることから、Rayleigh 散乱の効果が期待通り現れていることが分かる。



(a) YI50 11mm　　**(b)** YI50 17mm

図 **3.12:** 透過率の測定結果

この測定を各サンプルについて 5 点ずつ行ない、平均をとることで A および Ct を求めた。その結果を表 **3.2** に示す。ただし、ここでは比較のため 10 mm 厚相当の値に焼き直してある。また、参考のため、470 nm での透過率と、その時の Rayleigh 散乱の寄与分、$\exp\left(-\frac{Ct}{(\lambda=470\ nm)^4}\right)$ を併せて示した。

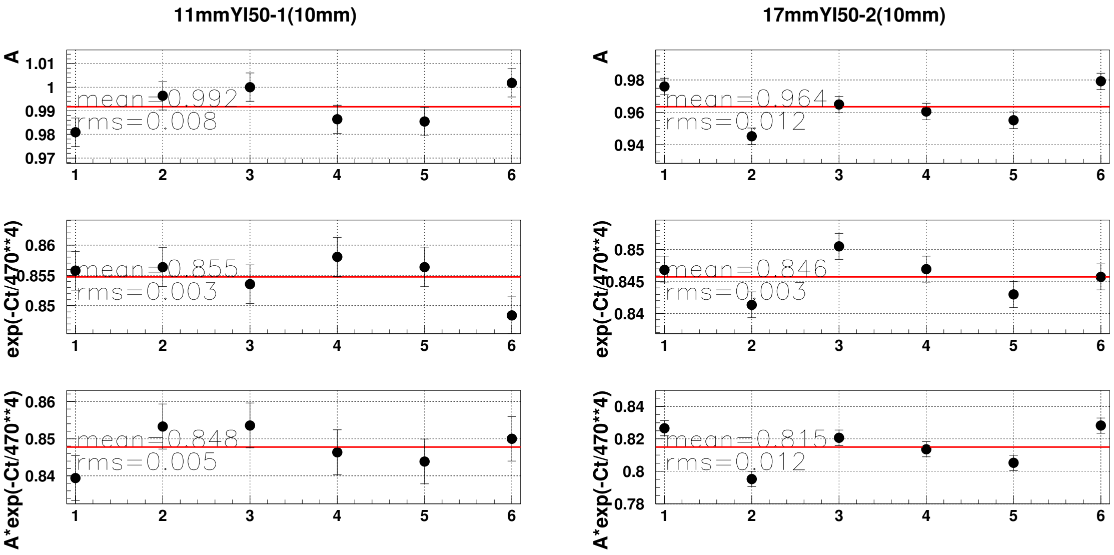
この結果、11 mm 厚のものと 17 mm 厚のものとでは、単位長さあたりの透過率にはほとんど差が無いことが分かった。また、YI50-17#2 は他のサンプルに比べて低い値を示しているが、主に透過率の変

表 **3.2:** エアロジェルの透過率

エアロジェル	A	Ct(μm^4)	$\exp\left(-\frac{Ct}{\lambda}\right)$	透過率
			$(\lambda = 470\ nm)$	$(\lambda = 470\ nm)$
YI50-11#1	0.992	0.00766	0.855	0.848
YI50-11#2	0.982	0.00717	0.863	0.848
YI50-17#1	0.990	0.00777	0.853	0.844
YI50-17#2	0.964	0.00818	0.846	0.815

化に寄与しているのはパラメーター A の値である。これについてはこれまでの研究においても、エアロジェル自身の摩耗等により生じた微粒子が表面に付着することにより、表面での吸収の効果が大きくなり A の値が悪化することが分かっている [12]。従ってこのサンプルは何らかの事情により表面の状態が悪化したと考えられる。

このことは、透過率の測定地点依存性からも確認できる。YI50-11#1 と YI50-17#2 の各地点での透過率の測定結果を図 **3.13** に示す。A が高い値を示した YI50-11#1 はでは透過率は各点でほぼ一様で、1%以下の精度で安定している。一方、A が低い値を示した YI50-17#2 にでは、Rayleigh 散乱による寄与は安定しているが、A の値は場所により大きく変化し、全体として低い。従って、何らかの外的な要因により表面の状態が悪化したと考えられる。

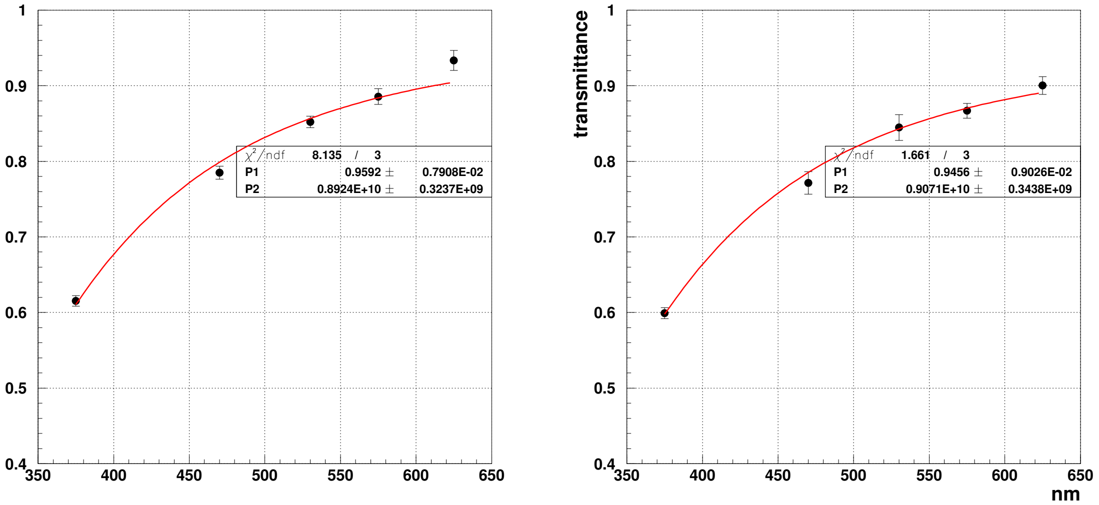


(a) YI50-11#1　　**(b)** YI50-17#2

図 **3.13:** 透過率の位置依存性。

切断後の測定

ウォータージェットによる切断後には、時間の都合上透過率の測定は YI50-11 を 2 サンプル、各 1 点ずつのみ行なった。その結果を図 **3.14** に示す。



(a) YI50-11#2 **(b)** YI50-11#3

図 **3.14:** 切断後の透過率測定結果

測定された透過率は、いずれも切断前に比べて低くなってしまっていることが確認された。2 サンプルについて、得られた値の平均をとることで、10mm 厚換算での A および Ct の値を求めたところ、それぞれ

$$A = 0.957, \qquad Ct = 0.00818\ \mu m^4, \qquad \exp\left(-\frac{Ct}{(470nm)^4}\right) = 0.846$$

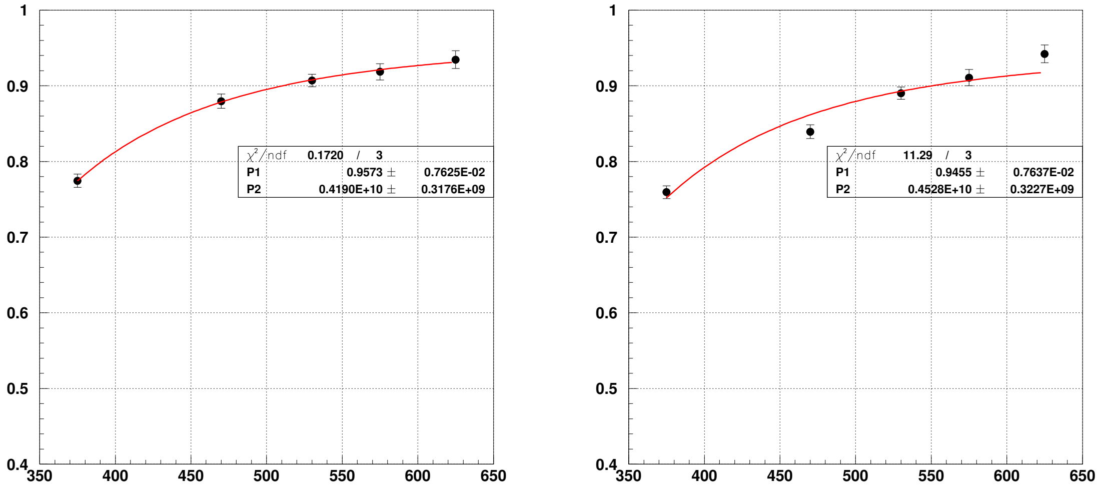
となった。この結果から、透過率の減少に主として寄与しているのはパラメーター A の減少であることがわかり、そのため、エアロジェルの表面状態の悪化が原因であると推定される。実際、表面には摩擦により生じたと見られる微粒子が一面に付着しているのが、目視によっても確認された。

また、切断前の YI50-17#2 の測定結果から類推されるように、この A の値は測定地点、あるいはタイルによって 2%程度ばらついているものと考えられる。

今回はこのばらつきを押えることが出来なかったので、10 mm あたりの透過率として、約 2%程度の不定性が見込まれる。

3.1.2.4 YI30 の測定結果

一方、YI30 のタイルについても同様の測定を行なった。ただし、こちらは切断前に透過率測定の機会が無かったため、切断後のみ透過率の測定を行なった。その結果を図 **3.15** に示す。



(a) YI30-11#1 **(b)** YI30-11#2

図 **3.15:** 切断後の透過率測定結果

同様に、2 つの測定結果の平均をとることでパラメーターを求めた結果、

$$A = 0.957, \qquad Ct = 0.00396\ \mu m^4, \qquad \exp\left(-\frac{Ct}{(470nm)^4}\right) = 0.922$$

となった。YI30 は YI50 に比べて密度も薄く、高い透過率が得られておりとりわけ Rayleigh 散乱の寄与が少なくなっている。しかし、YI50 と同様 A の値は低くなっており、表面状態の悪化によるものと推定される。

3.1.2.5　モンテカルロシミュレーションへの導入

前述したように、この方法で測定した A、Ct を用い、吸収の効果と Rayleigh 散乱の効果を導入することにより、シミュレーションがデータを良く再現することが分かっている。

今回は、切断後に測定した値を採用し、これをシミュレーションに導入した。表 **3.3** に、シミュレーションに入れた A、Ct の値を示す。

表 **3.3:** シミュレーションに入れたエアロジェルの透過率パラメーター

エアロジェル	A	Ct(μm^4)
YI50	0.96	0.0082
YI30	0.96	0.0040

YI50-11、YI50-17 はいずれも表中で YI50 と分類した値を用い、10mm あたりの吸収確率が $(1-A)$、

散乱確率が $\left(1-\exp\left(-\frac{Ct}{\lambda^4}\right)\right)$ となるようにシミュレーションに導入した。また、「吸収」された光子に関してはその時点で消去し、「散乱」された光子に関しては等方的に同じ波長の光を発生させている。

3.2 テストビームによる性能評価

3.2.1 目的

今回製作したプロトタイプモジュールを用い、2005 年 6 月に KEK-PS T1 ビームラインにてビームテストを行なった。

目的は、今回初めて製作した Winston cone を含む光学系のチェック、およびエアロジェルタイルの発光量の測定により、検出器として期待される性能が達成されているかを評価することである。そのため、π^+ ビームを用い得られるチェレンコフ光の量を評価し、シミュレーションとの比較を行なう。

3.2.2 セットアップ

3.2.2.1 ビームライン

まず、今回使用した T1 ビームラインの平面図を図 **3.16** に示す。12GeV/c 陽子シンクロトロン内に設置されたインターナルターゲット (IT) に一次陽子を衝突させ、このラインには生じた二次粒子が導かれている。二次粒子の取り出し角度は 23° であり、Q1,Q2,D1,D3 の磁石に流す電流を変えることにより、運動量の選択を行なう。

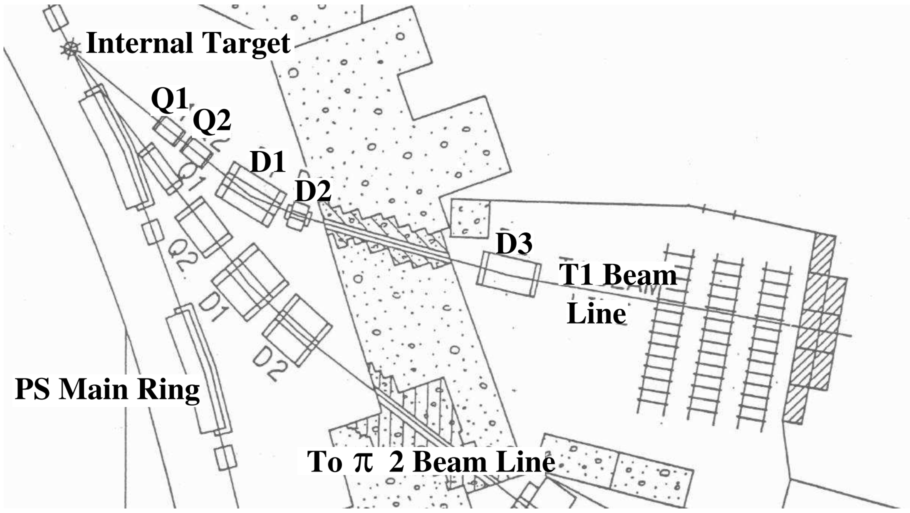

Internal Target
Q1
Q2
D1
D2
D3
T1 Beam Line
PS Main Ring
To π 2 Beam Line
Q1
Q2
D1
D2

図 **3.16:** KEK-PS T1 ビームラインの平面図。

3.2.2.2 検出器の配置

図 **3.17** に、測定に用いた検出器の配置を示す。セットアップは、粒子識別のための TOF カウンター及び MiniCatcher、ビーム定義のための Trigger カウンター、そして今回テストする対象であるプロトタイプモジュール (Catcher) から構成される。以下、それぞれの検出器について、詳しく述べる。

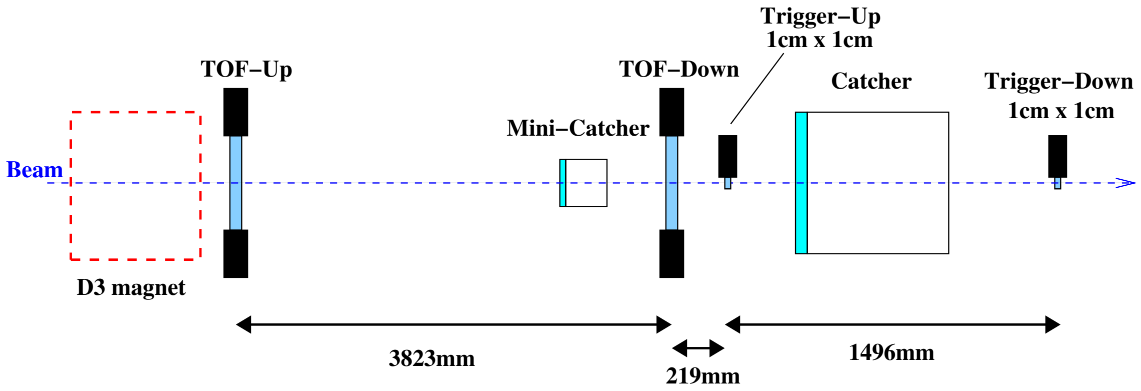


図 **3.17:** 検出器の配置平面図。粒子識別のための TOF カウンターと Mini-Catcher、ビーム定義のための Trigger カウンター、そして、テストするプロトタイプモジュールである Catcher からなっている。

TOF ビーム中に含まれる、π^+ や K^+ や p をそれぞれ Time-of-Flight 方により識別するために用いた。いずれも厚さ 1cm のプラスチックシンチレーターであり、両側を 2 インチ PMT で読み出している。粒子識別の詳細に関しては、次節で詳しく述べる。

Trigger ビームのサイズと位置を定義するために用いた。上流側を Trigger-Up、下流側を Trigger-Down と呼んでおり、いずれも 1cm×1cm× 厚さ 3mm のプラスチックシンチレーターである。これに長さ約 8cm のライトガイドを取り付け、1-1/8 インチの PMT で読み出している。このカウンターは、いずれも水平・垂直方向に移動可能な自動ステージに固定されてある。

Mini-Catcher 以前に製作されたビームキャッチャーの小型プロトタイプ (図 **3.1**) であり、屈折率 1.03、厚さ 5cm のエアロジェル、二軸パラボラ反射鏡、5 インチ PMT からなる。TOF では識別しきれない e^+ 等を識別するのに用いた。また、PMT の較正用の LED が内蔵されており、これを用いて 1p.e. あたりの ADC カウントをモニターした。具体的な使用法に関しては、次節で詳しく述べる。

Catcher 今回製作したプロトタイプモジュールである。0.1mm の精度で水平・垂直方向に移動可能なステージに固定してある。図 **3.19** にその様子を示す。このモジュールを Trigger カウンターの中間に配置し、ビームの突き抜けを要求できるようにした。

3.2.2.3 トリガーおよびデータ収集

データ収集に用いたトリガーロジックを図 **3.20** に示す。各 PMT からのシグナルは、それぞれシグナルの大きさを 12bitADC で、discriminate された信号のタイミングを 12bitTDC で読み出す、記録をしている。

TOF および Trigger カウンターの計 6 つのシグナルのコインシデンスを条件に TDC のスタート信号及び ADC のゲート信号を生成し、データ収集を行なった。2 つの Trigger カウンター両方にヒットがあることを要求することで、粒子が「突き抜けた」イベントのみを選択し、途中で散乱されてしまったイベントを除いている。

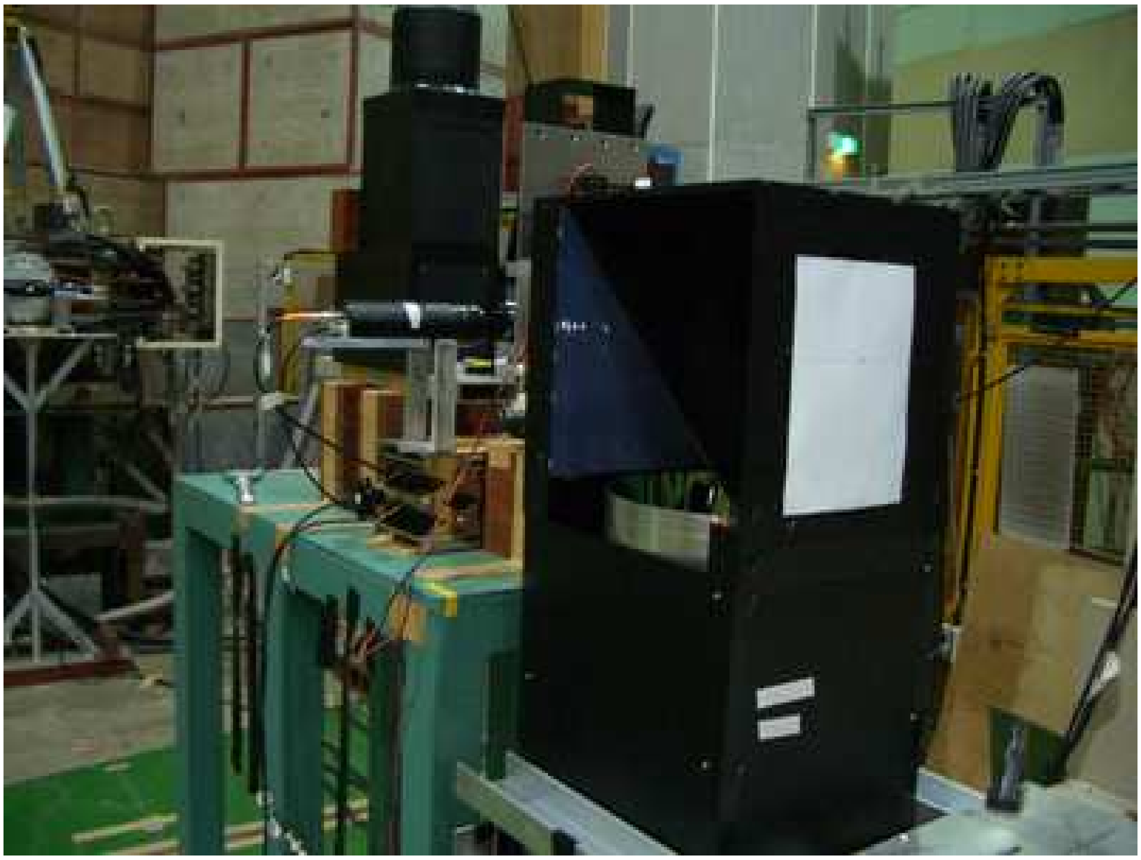


図 **3.18:** 検出器の配置の写真。下流側から上流を見た時のものであり、左端にあるのが D3 磁石と TOF-Up である。また、写真中央付近にあるのが上流側から順に Mini-Catcher、TOF-Down、Trigger-Up、Catcher である。このとき、Catcher の側面壁は外してあり、内蔵されているエアロジェルタイルや鏡が見えている。

また、後述する LED によるゲイン較正のための、クロックによるトリガーも用意してある。

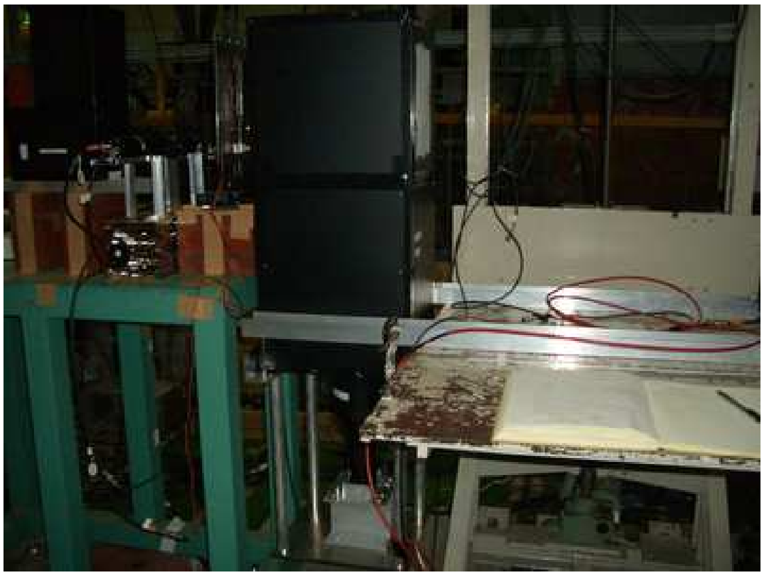


図 3.19: プロトタイプモジュールの設置の様子。中央にあるのがプロトタイプモジュールであり、その右にある白い台が、XY 方向に移動可能な自動ステージである。ビームラインの高さにモジュールの感度領域を合わせるため、自動ステージにチャネル材を渡し、そこからモジュールを吊り下げるという方式をとった。

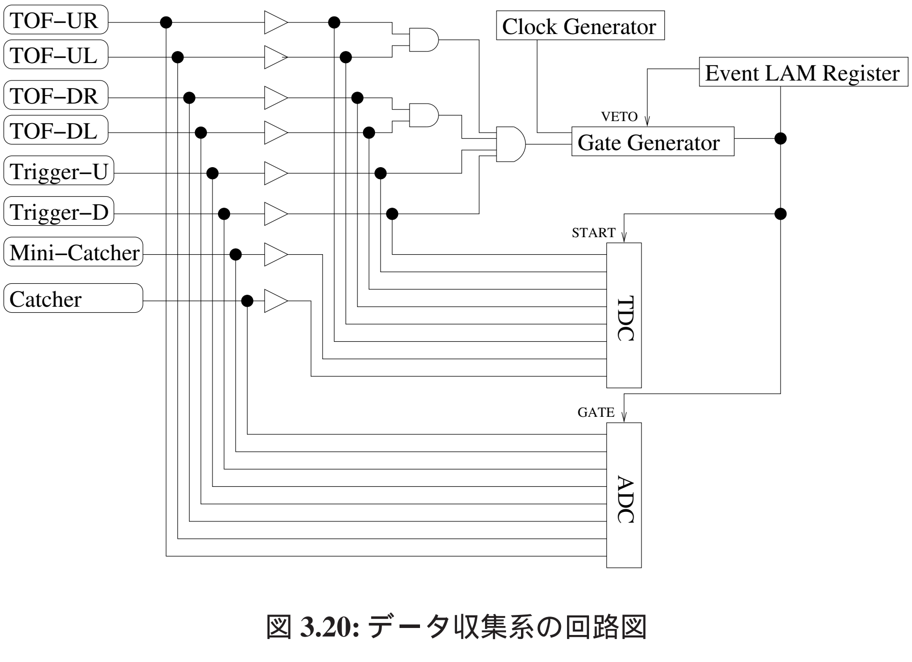

TOF−UR
TOF−UL
TOF−DR
TOF−DL
Trigger−U
Trigger−D
Mini−Catcher
Catcher
Clock Generator
Event LAM Register
VETO
Gate Generator
START
TDC
GATE
ADC

図 3.20: データ収集系の回路図

3.2.3 粒子の同定と運動量の測定

ビームラインに導かれる粒子の電荷は、磁石に流す電流の向きを反転させることで任意に選択することが出来る。今回は π に対するチェレンコフ発光量を観測するのが目的であるので電荷に対する要請は無かったが、得られるビームの量が多いという理由から正の電荷モードを選択し、実験を行なった。このとき、ビーム中に含まれる粒子はほとんどが π^+ と p であり、その他、わずかではあるが d、K^+、μ^+、e^+ が存在している。我々は磁石の設定によってビームの運動量は選択出来るが、粒子によって質量は異なっているため速度としては違った値の粒子が含まれることとなる。そこで、エアロジェルの発光量は粒子の速度に強く依存するため、粒子識別を行い π^+ によるイベントのみを選び出した。この実験では、粒子識別は基本的には TOF を用いて行ない、補助的な手段としてエアロジェルカウンター（Mini-Catcher）の情報を用いている。また、TOF による運動量の正確な測定を併せて行ない、これをプロトタイプモジュールの光量評価にも反映させた。この小節では、これらの結果について述べる。

3.2.3.1 TOF

ADC を用いた TDC カウントの補正

TDC に記録される値は、シグナルがディスクリミネーターの閾値を越えた時刻である。そのため、ヒットしたタイミングと TDC の値との間には図 **3.21** のようにシグナルの大きさに応じたずれが生じる。これが時間分解能を悪化させる原因の一つとなる。

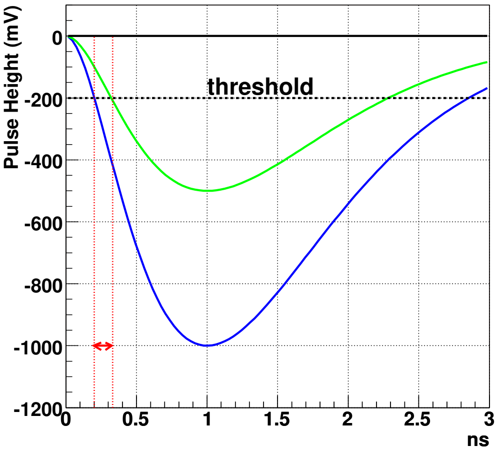


図 **3.21:** シグナルの大きさと TDC のタイミングの相関。同じタイミングのヒットであっても、シグナルの大きさによって閾値を越える時刻が異なる。この波形は、後述する式 (3.1) において、$t_R = 1$ ns、$V_0 = -1000$ mV（青）もしくは $V_0 = -500$ mV（緑）と代入した時のものである。

PMT から出力される波形（電圧の時間変化 $V(t)$）は、

$$V(t) = V_0 \left(\frac{t}{t_R}\right)^2 \exp\left[-2\left(\frac{t}{t_R} - 1\right)\right] \tag{3.1}$$

という関数で近似的に表すことが出来る [13]。ここで、V_0 はピークの電圧、t_R は立ち上がり時間である。また、$t=0$ をシグナルが立上り始める時刻としている。

この関数は、$\frac{t}{t_R} \ll 1$ では

$$V(t) \propto V_0 \left(\frac{t}{t_R}\right)^2 \tag{3.2}$$

と近似することができ、ここから閾値の電圧 V_{Th} と閾値を越える時刻 t_{Th} についての関係式、

$$t_{Th} \propto t_R \sqrt{\frac{V_{Th}}{V_0}} \tag{3.3}$$

を得る。現在考えている状況では t_R および V_{Th} は変化しないので、

$$t_{Th} \propto \frac{1}{\sqrt{V_0}} \tag{3.4}$$

という関係式が得られる。ここで V_0 は ADC カウントに比例する量なので、ADC の情報を用いこの効果の補正を行なった。

まず、TDC カウントに対し、基準となる時刻 (原点) を設定する必要がある。ここでは時間の原点の不定性を出来るだけ小さくするため、他方の TOF カウンターの、2 つの PMT による TDC 値の平均を原点とし、「TDC カウント」を定義した。具体的な表式は以下のとおりである。ここで「TDC'」は新たに定義した「TDC カウント」、「TDC」は TDC が返す生の値である。

$$TDC'(\text{TOF-UL}) = TDC(\text{TOF-UL}) - \frac{TDC(\text{TOF-DL}) + TDC(\text{TOF-DR})}{2} \tag{3.5}$$

$$TDC'(\text{TOF-UR}) = TDC(\text{TOF-UR}) - \frac{TDC(\text{TOF-DL}) + TDC(\text{TOF-DR})}{2} \tag{3.6}$$

$$TDC'(\text{TOF-DL}) = TDC(\text{TOF-DL}) - \frac{TDC(\text{TOF-UL}) + TDC(\text{TOF-UR})}{2} \tag{3.7}$$

$$TDC'(\text{TOF-DR}) = TDC(\text{TOF-DR}) - \frac{TDC(\text{TOF-UL}) + TDC(\text{TOF-UR})}{2} \tag{3.8}$$

ここで、TDC' と ADC の相関を表す関数として

$$TDC' = \frac{P_1}{\sqrt{ADC - P_2}} + P_3 \tag{3.9}$$

を用い、得られたデータに対しフィットを行なうことでパラメーター P_{1-3} を求めた。フィットには運動量が+1.0 GeV/c で収集したデータ計 490k イベントを用いた。+1.0 GeV/c のデータサンプルを用いた理由は、統計量が豊富であること[2]と、Mini-Catcher の情報を用いることにより p や K^+ の寄与が容易に取り除け、ほぼ π^+ のみのサンプルが得られることによる。μ^+ や e^+ の寄与を取り除くことは出来ないが、これらの量は π^+ に比べ 1%以下と推定され[3]非常に少ないことに加え、期待される時間差が π^+ と e^+ の間で約 100ps と小さく TOF カウンターの分解能と比べても同程度であるため、フィットにはほとんど影響を与えない。

Mini-Catcher に関しては、ADC カウントが 2p.e. 相当以上という条件を課した。Mini-Catcher に用いたエアロジェルの屈折率は 1.03 であり、p と K^+ に対するチェレンコフ発光の閾値はぞれぞれ 3.8 GeV/c、

---

[2] 後述するが、ビームの入射位置をや入射角度を変えた測定は、全て+1.0 GeV/c で行なったため、このエネルギーのみ他のエネルギーに比べ統計量が豊富にある。

[3] μ^+ や e^+ が識別出来た 0.4-0.6GeV/c での測定結果からの類推である。

2.0 GeV/c なので直接は発光しない。一方 1 GeV/c の π^+ に対しては、後述するように約 6 p.e. の光量が期待できるため、この条件で、p、K^+、π^+ の中からほぼ完全に π^+ のみを選び出すことが出来ている。

フィットの結果を図 **3.22** に、補正後の ADC と TDC の相関を図 **3.23** 示す。

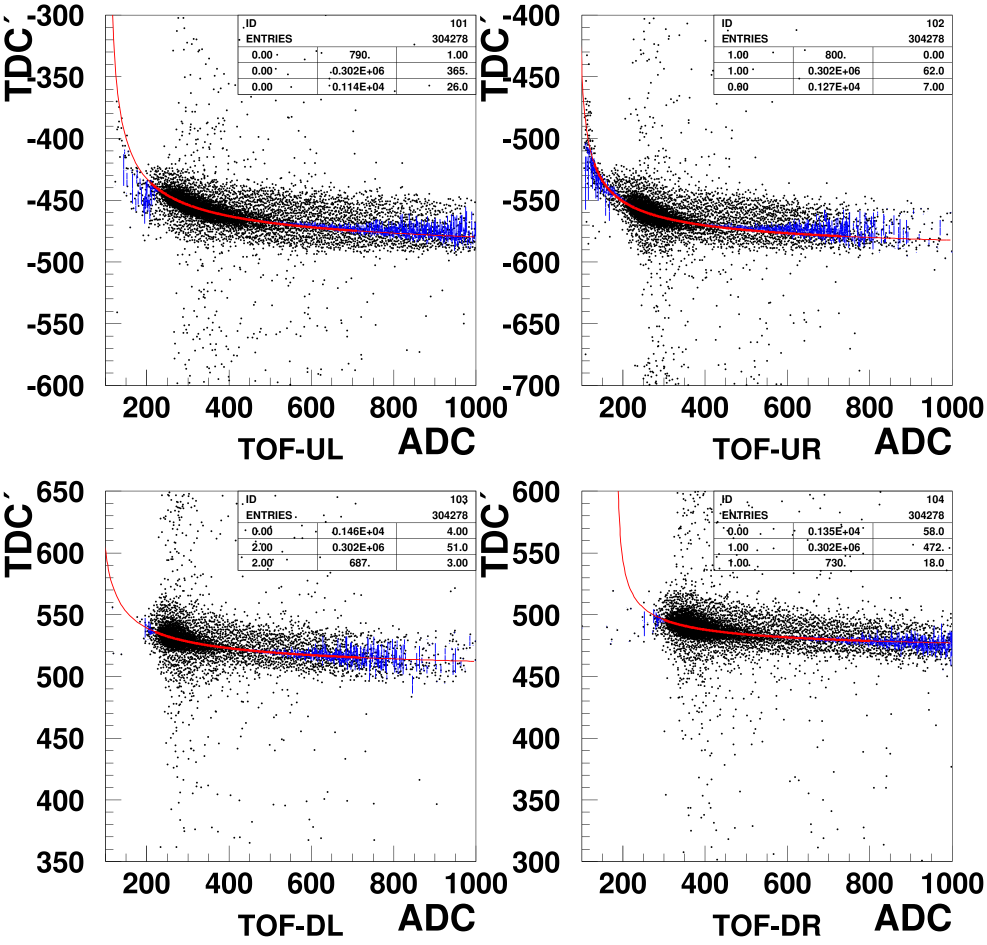


図 **3.22:** TDC と ADC の相関をフィットした結果。それぞれ TOF-UL（左上）、TOF-UL（右上）、TOF-UL（左下）、TOF-UL（右下）に対する相関である。黒い点がデータ点で、Mini-Catcher のカットによりほぼ π^+ のみのサンプルとなっている。赤い線がフィットした結果であり、この関数でよく相関が表されている。

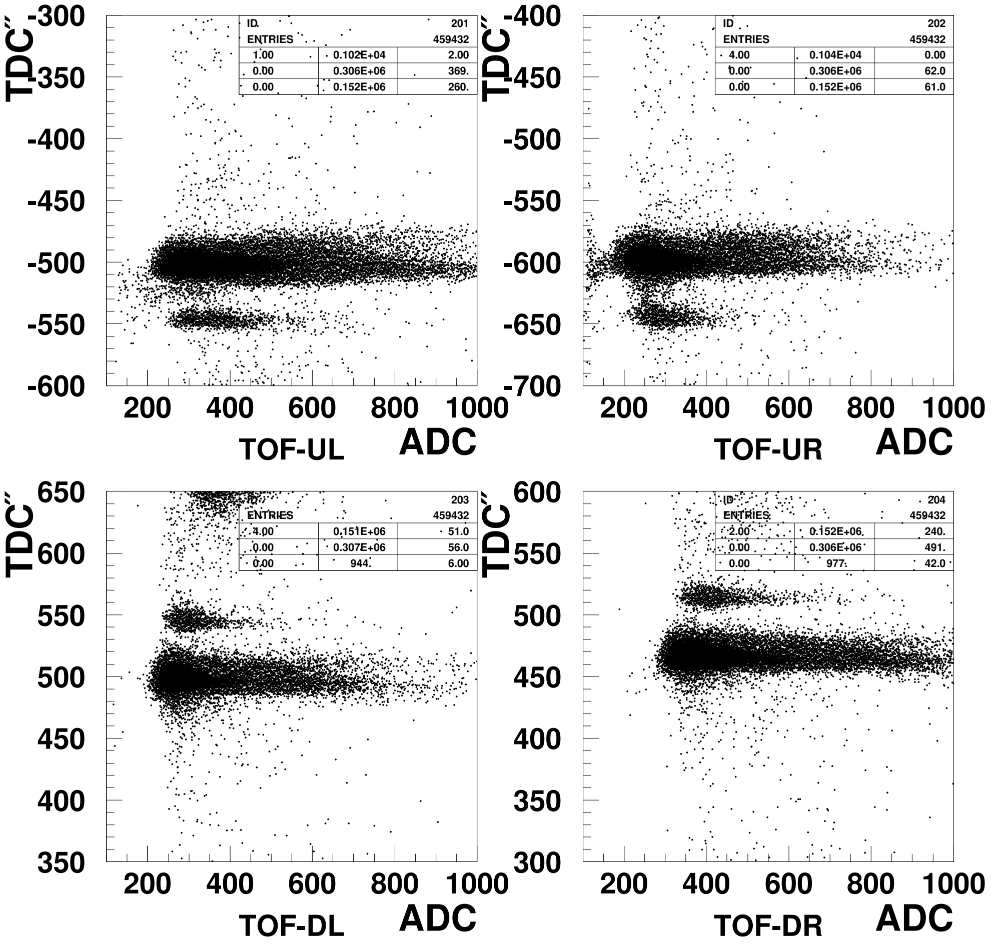


図 **3.23:** 補正後の ADC と TDC の相関。図 **3.22** と同じデータに対する補正の結果であり、補正後の TDC の値は ADC に対する相関がほとんど無くなっていることがわかる。また、ここでは Mini-Catcher のカットを外しているため、K^+ によるイベントも見えている。

以上の結果から、各 TDC カウントを

$$TDC'' = TDC - \frac{P_1}{\sqrt{ADC - P_2}} \tag{3.10}$$

として補正した。その後、TDC のキャリブレーション結果を用いて TDC カウントを時間に変換し、

$$TOF = \frac{T(\text{TOF-DL}) + T(\text{TOF-DR}) - T(\text{TOF-UL}) - T(\text{TOF-UR})}{2} \tag{3.11}$$

として TOF を定義し、粒子識別に用いた。ここで T は、TDC'' を時間に変換した値である。この補正により、TOF の分解能は大きく改善され、補正前は約 130 ps であったものが、60 ps 程度まで向上した。

補正による TOF の分布の変化の例として、0.4 GeV/c と 1.0 GeV/c での結果を図 **3.24** 及び図 **3.25** にそれぞれ示す。

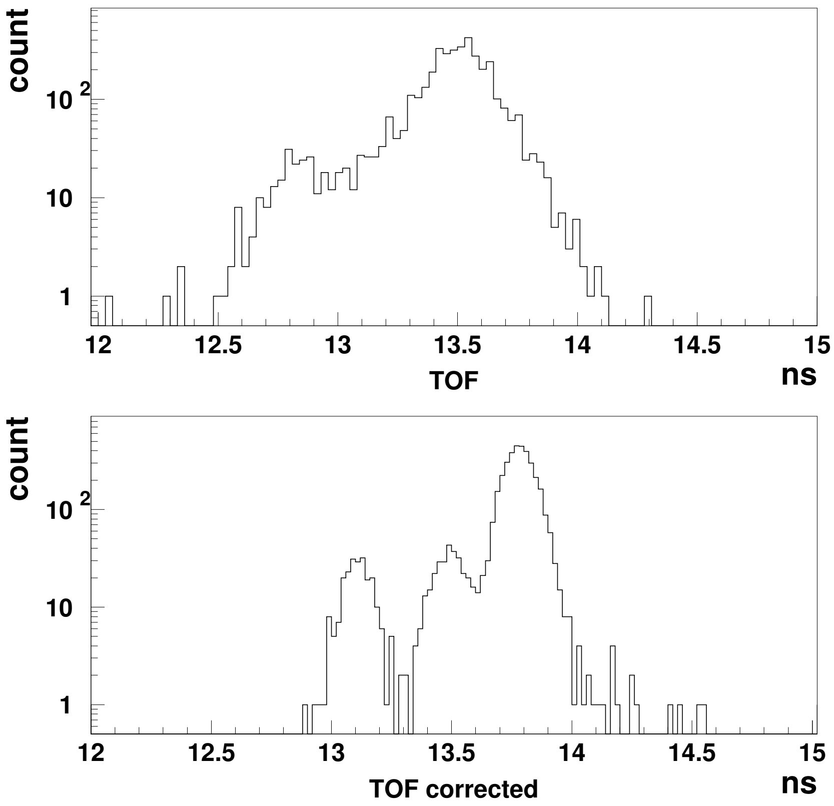


図 **3.24:** 0.4 GeV/c での TOF の分布。上図が補正前の分布で、下図が補正後のものである。補正前には一つのピークに見えていたものが補正後では分離することができ、左から順に e^+、μ^+、π^+ によるピークがはっきりと確認出来る。

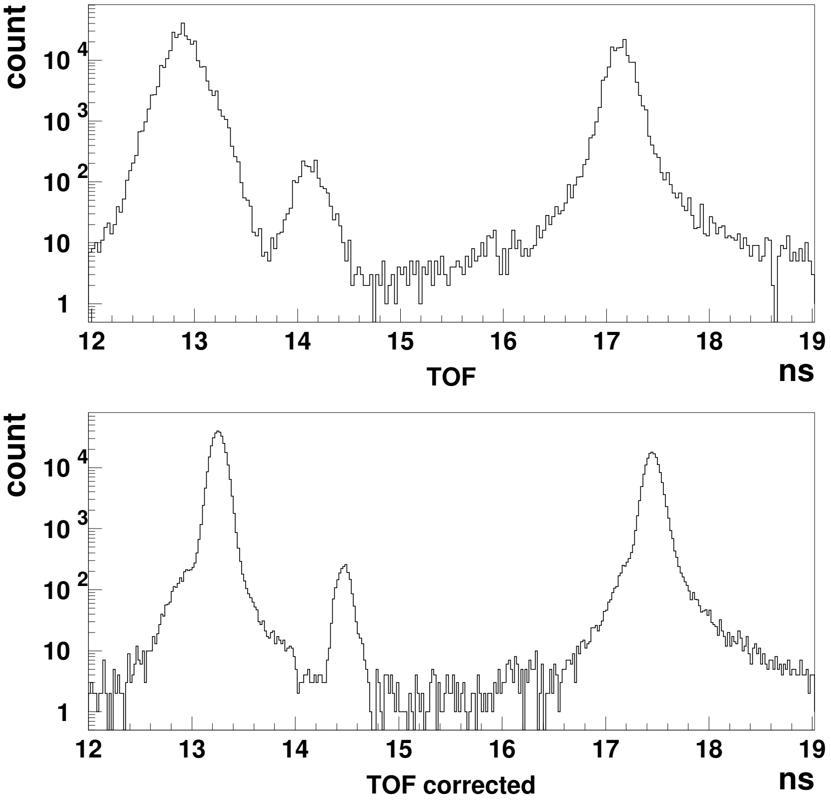
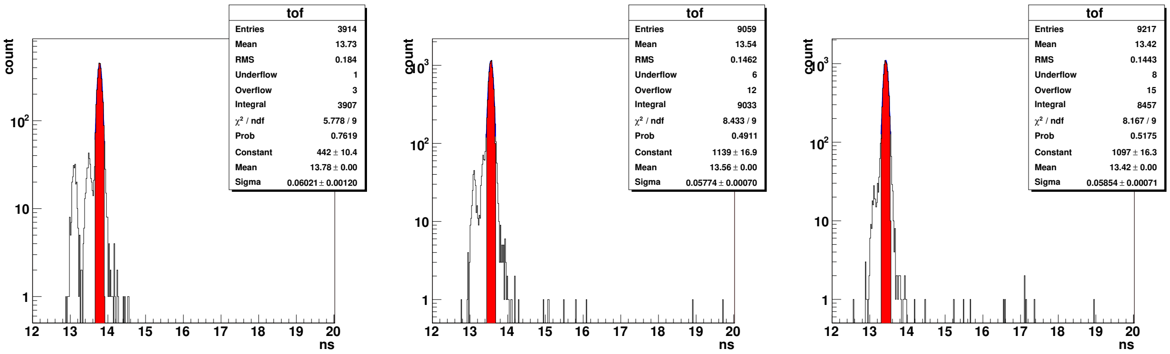


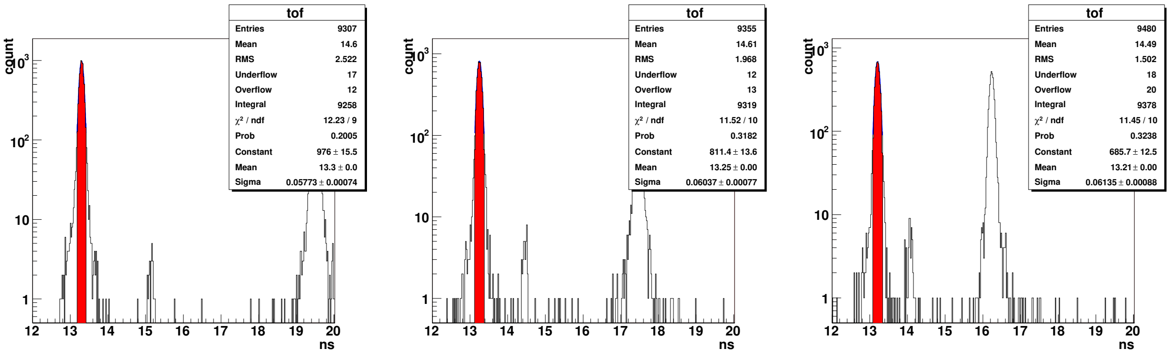
図 3.25: 1.0 GeV/c での TOF の分布。上図が補正前の分布で、下図が補正後のものである。左から順に π^+、K^+、p のピークが見えており、補正によりピークの幅が非常に細くなっているのがわかる。また、補正後の分布では π^+ のピークの左裾にわずかな盛り上がりが存在するが、これは e^+ および μ^+ の寄与によるものと考えられる。

この補正後の TOF の分布を用い、粒子識別を行なった。0.6-2.0 GeV/c のエネルギーでは、TOF の分布に観測された 2 つの大きなピークを π^+ と p によるものと仮定し、到達時間の短い方を π^+ と定義した。また 0.4 GeV/c および 0.5 GeV/c では、トリガーに用いたコインシデンスの時間幅が約 20 ns であるため、陽子によるイベントは TOF-Up と TOF-Down の間でコインシデンスが取れず、データとしては収集されない。そのため、ほとんどが π^+ によるイベントであると期待されるので、観測できている最も大きなピークを π^+ と仮定した。これらの仮定が正しいことは、後述するエアロジェルカウンターのヒット情報や運動量の測定結果から確認された。

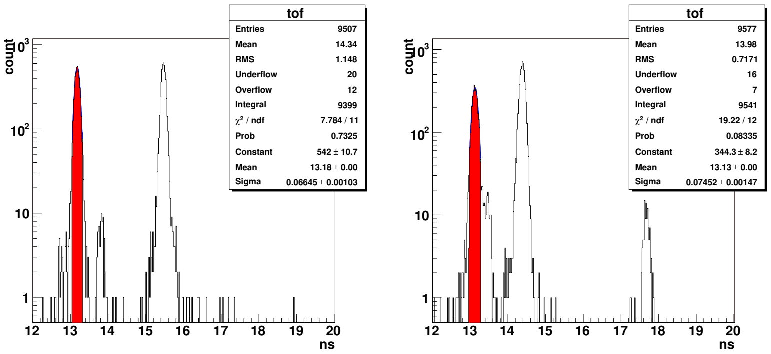
そして、π^+ ピークをガウシアンでフィットし、$\pm 2\sigma$ の範囲のイベントを「 π^+ イベント 」として選び出した。図 **3.26** に各運動量での TOF の分布と、カット範囲を示す。



(a) 0.4 GeV/c **(b)** 0.5 GeV/c **(c)** 0.6 GeV/c



(d) 0.8 GeV/c **(e)** 1.0 GeV/c **(f)** 1.2 GeV/c

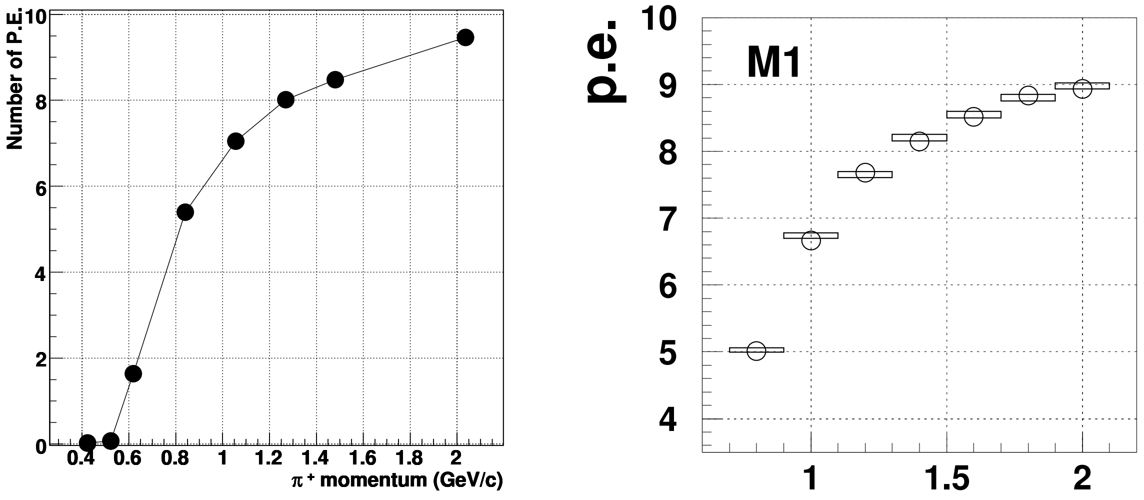


(g) 1.4 GeV/c **(h)** 2.0 GeV/c

図 **3.26:** 各運動量での TOF の分布。白抜きのヒストグラムが ADC を用いた補正後の TOF の分布であり、赤く色を付けてある部分が、π^+ のピークをガウシアンでフィットした結果中心から $\pm 2\sigma$ に含まれる領域である。この領域を「 π^+ イベント 」として採用した。π^+ と p に関しては TOF のみで完全に分離できている。

3.2.3.2 Mini-Catcher

Mini-Catcher は、TOF では分離しきれない粒子を分離し、より π^+ の純度を高めるのに用いた。まず、π^+ に対して Mini-Catcher で得られる光量を評価し、期待通りの動作をしているかどうかの確認を行なった。その結果を図 **3.27** に示す。π^+ の定義には、TOF のカットのみを用いている。また、得られた光電子数を算出するため、LED を用いた較正を行なっているが、方法は後に述べる Catcher での方法と同じなのでここでは割愛する。光量評価の結果、2002 年に同じモジュール、エアロジェルを用いて行なったビームテストとコンシステントであり、ほぼ期待通りの動作をしていることが確認できた。



(a) 今回用いた小型プロトタイプの光量

(b) 2002 年のテスト時の結果

図 **3.27:** Mini-Catcher で観測される光量。**(a)** が今回のビームテストで得られた光量で、**(b)** が 2002 年に行なわれたビームテストで光量を評価した結果である。今回のテストでも、2002 年のビームテスト時とほぼ同じ結果が得られた。

今回は、π^+ のイベントに対し、0.4-0.6 GeV/c での e^+ と μ^+ の寄与、および 2.0 GeV/c での K^+ の寄与を取り除くのに、Mini-Catcher の情報を用いた。0.8 GeV/c 以上の領域では e^+ と μ^+ の寄与を取り除くことは出来ないが、数としては 1%程度以下であるため無視できる。表 **3.4** に Mini-Catcher での、各粒子のチェレンコフ発光の閾値を示す。

表 **3.4:** Mini-Catcher (n=1.03) での各粒子の発光閾値。

粒子の種類	e^+	μ^+	π^+	K^+	p
発光の閾値 (GeV/c)	0.0021	0.43	0.57	2.0	3.8

カットの条件は表 **3.5** のように決定した。すなわち、0.4 GeV/c と 0.5 GeV/c では π^+ はチェレンコフ

閾値以下の運動量であるため、0.5 p.e. 以下[4]であることを条件とした。また、0.6 GeV/c では π^+ は 1 p.e. 程度の光量が期待されるのに対し、μ^+ では 5 p.e. 程度期待されるため、μ^+ を十分に排除しつつ π^+ の検出効率を保てる値として、2.5 p.e. 以下という条件を課した。そして 2.0 GeV/c では、K^+ のちょうど閾値付近の運動量であるため、1.5 p.e. 以上を条件とし、K^+ のイベントを排除した。

また、表 **3.5** に示す検出効率とは、検出器の分解能等を無視し、光量の分布がポアッソン分布に従うと仮定して見積もった値である。

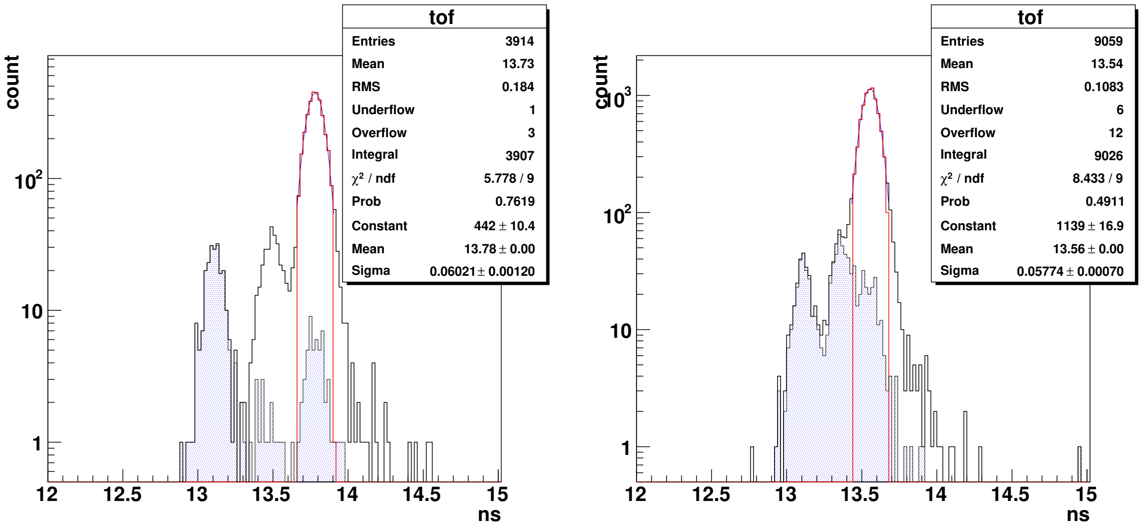
Mini-Catcher のカットをかけた結果、排除されるイベントの TOF の分布を図 **3.28** に示す。これから、ほぼ期待通りのカットがかけられていることが確認できた。

表 **3.5:** Mini-Catcher のカット条件と検出効率。

運動量	カットの	検出効率 / 期待される光電子数			
(GeV/c)	条件	e^+	μ^+	π^+	K^+
0.4	<0.5 p.e.	0 / 10 p.e.	1 / 0 p.e.	1 / 0 p.e.	1 / 0 p.e.
0.5	<0.5 p.e.	0 / 10 p.e.	0.07 / 3 p.e.	1 / 0 p.e.	1 / 0 p.e.
0.6	<2.5 p.e.	0 / 10 p.e.	0.05 / 5 p.e.	0.8 / 1 p.e.	1 / 0 p.e.
2.0	>1.5 p.e.	1 / 10 p.e.	1 / 10 p.e.	1 / 10 p.e.	0 / 0 p.e.

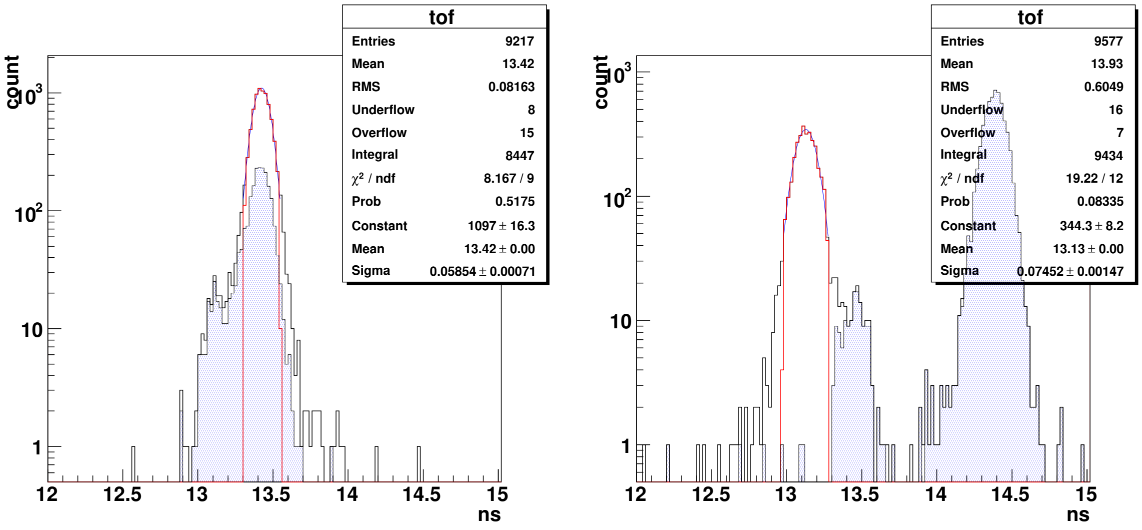
---

[4] ただし、0.4 GeV/c では μ^+ も発光しないため、この条件では μ^+ を排除することは出来ない。しかし、TOF によりほぼ区別することができているので、寄与は非常に小さい。



(a) 0.4 GeV/c

(b) 0.5 GeV/c



(c) 0.6 GeV/c

(d) 2.0 GeV/c

図 **3.28:** Mini-Catcher のカットで落ちるイベント。白抜きのヒストグラムがカット前の TOF の分布であり、この内、青くハッチをかけた部分が表 **3.5** に示したカットで落ちるイベントである。また、赤い線は π^+ のピークから $\pm 2\sigma$ の領域を示している。

3.2.3.3　運動量の測定

TOF の測定結果から、粒子の運動量の再構成を行った。質量の違う粒子同士の TOF の時間差は、

$$\Delta T = \frac{L}{c}\left(\sqrt{1+\frac{m_1^2}{P^2}} - \sqrt{1+\frac{m_2^2}{P^2}}\right)$$

と表される。ここで、L は TOF カウンター間の距離で、L=3823mm である。この表式から、P を 0.1MeV きざみで変え、測定した ΔT と合致する地点を探すことで運動量の再構成を行った。結果を表 **3.6** および図 **3.29** に示す。ここで、TOF でピークが確認出来る粒子は全て扱っており、2 GeV/c の K^+ など、Mini-Catcher のカットによりピークが観測可能となるような粒子に関しても、全て他の粒子との時間差から運動量の算出を行なった。各磁石の設定値における、それぞれ複数の粒子間での測定結果はコンシステントであり、このことからこの測定が信頼度の高いものであり、また我々の粒子の定義が正しいことが確認された。

また、再構成した運動量は、全ての磁石の設定値において平均的に約 5% 程度設定値よりも大きな値であった。これは、ビームラインの設計上、5%程度の運動量のばらつきが存在することと、今回は 1 cm 角でビームを定義したため、定義する場所によっては粒子の運動量が変化しうることからも、妥当な範囲での変動である。

以上の結果から、TOF により高い精度で運動量の測定を行なうことが出来たので、粒子の運動量としてこの測定値を信頼し用いることとする。

表 **3.6:** TOF による運動量の測定結果。誤差は統計によるもののみを考慮してある。0.4、0.5 GeV/c では e^+ と π^+ の時間差が、その他の運動量では π^+ と p の時間差が最も精度の良い測定結果となっている。また、その他の結果も誤差の範囲でほぼコンシステントである。平均値は、これらの結果に対し誤差の重みをつけた平均をとることで算出した。

設定値	測定値 (GeV/c)					
(Gev/c)	$e-\pi$	$e-\mu$	$\pi-p$	$\pi-K$	$\pi-d$	平均
0.4	0.424±0.001	0.424±0.003	-	-	-	**0.4237±0.0009**
0.5	0.523±0.002	0.520±0.005	-	-	-	**0.522±0.002**
0.6	0.630±0.007	-	0.6190±0.0002	-	-	**0.619±0.002**
0.8	-	-	0.8403±0.0002	0.845±0.004	-	**0.8403±0.0002**
1.0	-	-	1.0555±0.0001	1.0556±0.0005	-	**1.0555±0.0001**
1.2	-	-	1.2693±0.0003	1.25±0.01	1.262±0.002	**1.2692±0.0003**
1.4	-	-	1.4807±0.0005	1.502±0.008	1.48±0.01	**1.4807±0.0005**
2.0	-	-	2.0357±0.0008	2.08±0.02	2.038±0.001	**2.0361±0.0007**

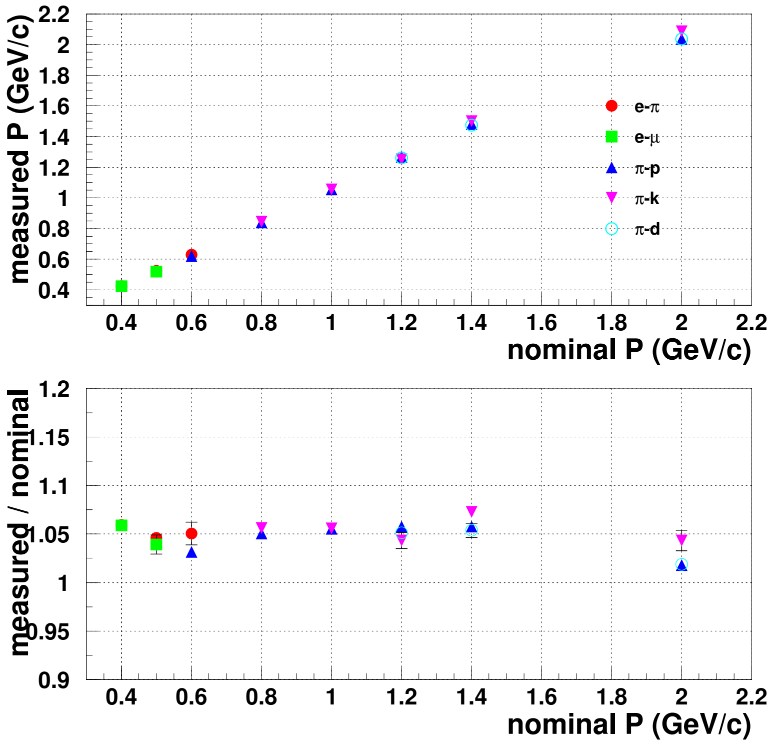


図 **3.29:** 再構成した運動量（上図）と再構成した値と設定値の比（下図）。いずれも横軸を磁石の設定値として表したものである。各測定はほぼコンシステントであり、また、再構成した値と設定値との比はいずれも1.05付近である。

3.2.4 プロトタイプモジュールに対する性能評価

3.2.4.1 LEDによるゲインの測定

PMTのゲインの測定は、モジュールに取り付けたLEDを用いて行なった。平均光量が0.05p.e.程度になるように調整したLEDを、クロックトリガーにより光らせ、1p.e.に相当するADCカウントの測定を行なった。得られたADCカウントの分布を図**3.30**に示す。

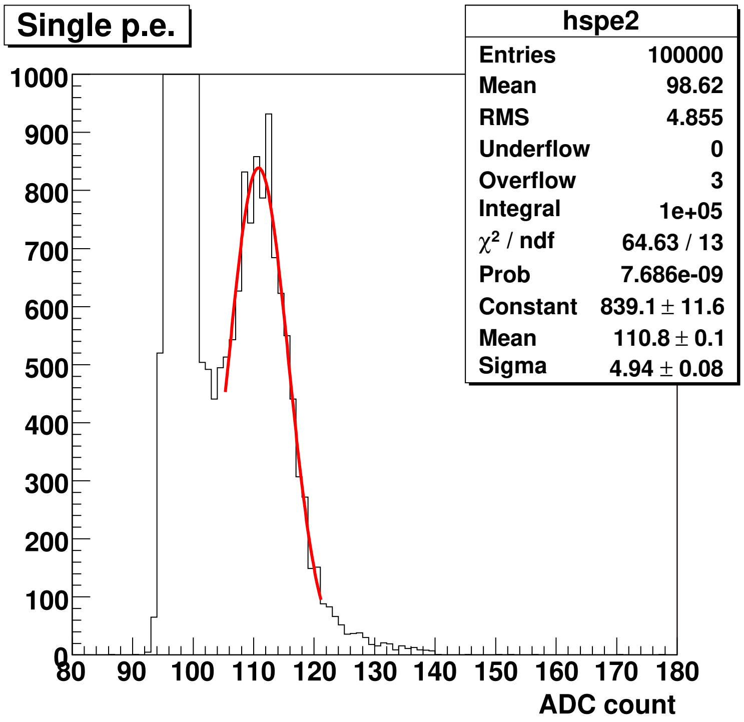


図 **3.30:** 1p.e. のピーク。赤線はガウシアンでフィットした結果である。

ビームを入射した時に得られる光量は、得られた ADC カウントを、1p.e. あたりの ADC カウントで割ることにより求めた。図 **3.31** にその分布の例を示す。

この分布の平均値を「光量」と定義し、この値をシミュレーションとの間で比較した。

3.2.4.2　光量の運動量依存性

まず、エアロジェルの発光量が期待通りであるかどうかを調べるため、ビームをモジュールの中心に入射させ、各運動量の π^+ に対して得られる光量の評価を行なった。運動量の値としては、測定により得られた値 (表 **3.6**) を用いた。

YI50-11 に対する光量

エアロジェルとして YI50-11 を用いた場合については、運動量が、0.4 GeV/c、0.5 GeV/c、0.6 GeV/c、0.8 GeV/c、1. GeV/c、1.2 GeV/c、1.4 GeV/c、2.0 GeV/c（いずれも磁石の設定値であり、実際の運動量とは異なる）の各点で光量の評価を行なった。その結果を図 **3.32** に示す。

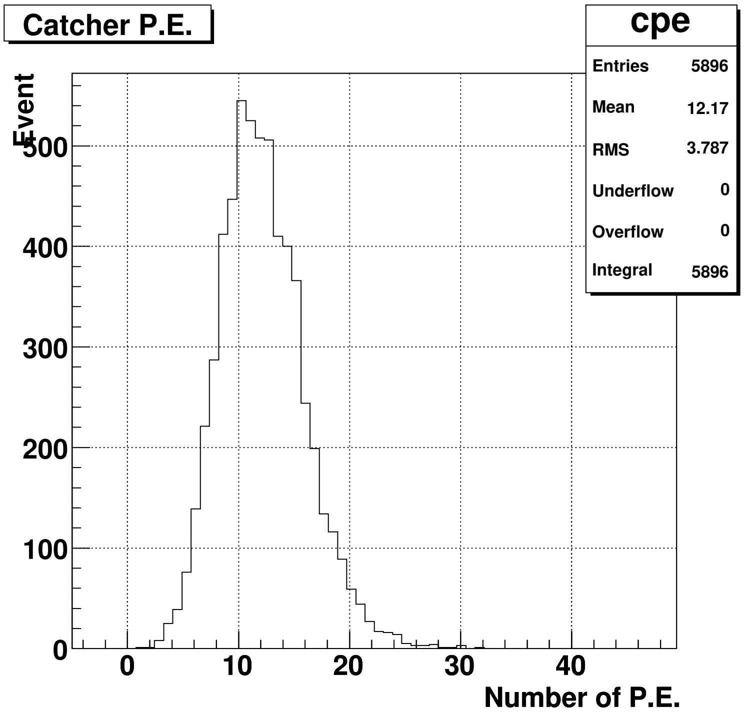


図 3.31: ビームにより得られた典型的な光電子数の分布。この分布は 1GeV/c の π^+ によるものである。

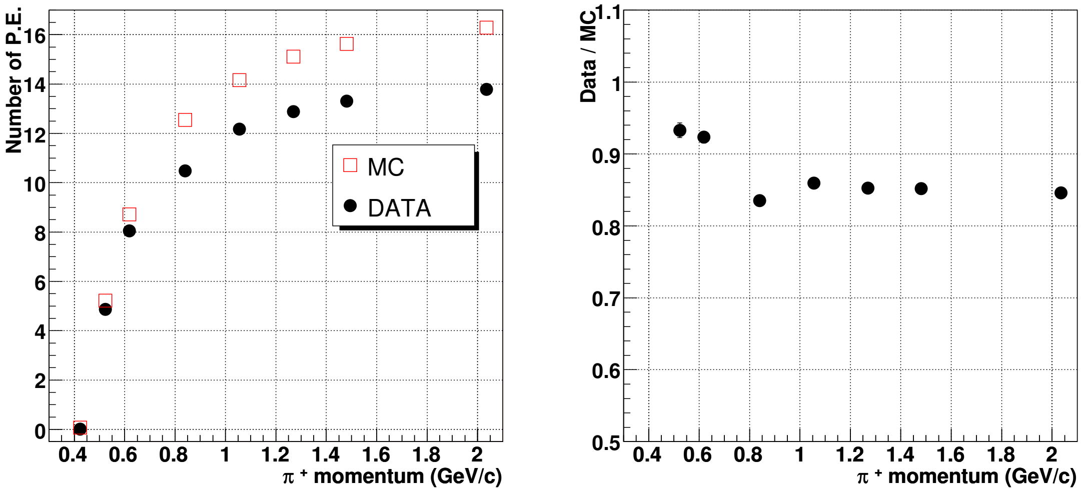


図 3.32: YI50-11 に対する光量の運動量依存性の測定結果 (左図) とシミュレーションとの比 (右図)。

光量をシミュレーションと比較した結果、光量の絶対値としては MC からの予測の期待の 0.85 倍が得られた光量であった。しかし、シミュレーションでの光量と得られた光量の比は運動量によりらずほぼ

一定であり、このとから、確かにエアロジェルでのチェレンコフ発光を観測していること、そして光学系がほぼ期待通りのものであることが確認できた。

シミュレーションに比べ光量が減っている原因としては、エアロジェルの発光量の不定性、鏡の継目でのロス、PMT の QE のばらつき等が考えられ、これらにより 15%程度のロスは起こりうると考えられる。

YI50-17 に対する光量

エアロジェルとして YI5-17 を用いた場合についても、同様の光量評価を行なった。ただしビームの運動量としては、0.8GeV/c、1.0GeV/c、1.4GeV/c、2.0GeV/c の、計 4 点で評価を行なった。その光量評価の結果を図 **3.33** に示す。

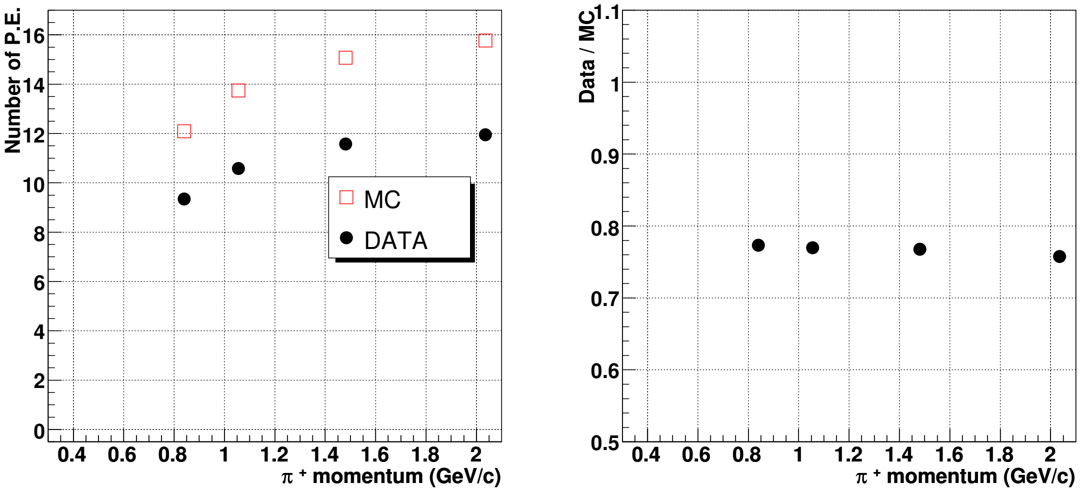


図 **3.33:** YI50-17 に対する光量の運動量依存性の測定結果 (左図) とシミュレーションとの比 (右図)。

これも、得られた光量とシミュレーションの予測の比は運動量によらずほぼ一定であり、このことから YI50-11 と発光特性に関しては同一のものであることが確認された。しかし、光量の絶対値は、シミュレーションに比べ約 0.77 倍と、YI50-11 に比べさらに 10%程度低い、という結果になった。この時、エアロジェル以外の光学系は全く同じものを用いて評価を行なっているので、両者の差はエアロジェルの透過率の差によると考えられる。透過率のうち、Reileigh 散乱による寄与は、切断前に同じであることを確認しており、また、取り扱い等によってもほとんど悪化しないことがわかっているので、この差の原因は、吸収項の違いによるものと考えられる。

YI30-11 に対する光量

最後に、エアロジェル YI30-11 を用い、0.6GeV/c、0.8GeV/c、1.0GeV/c、1.2GeV/c、1.4GeV/c、2.0GeV/c の π^+ に対しする光量を評価した結果を図 **3.34** に示す。

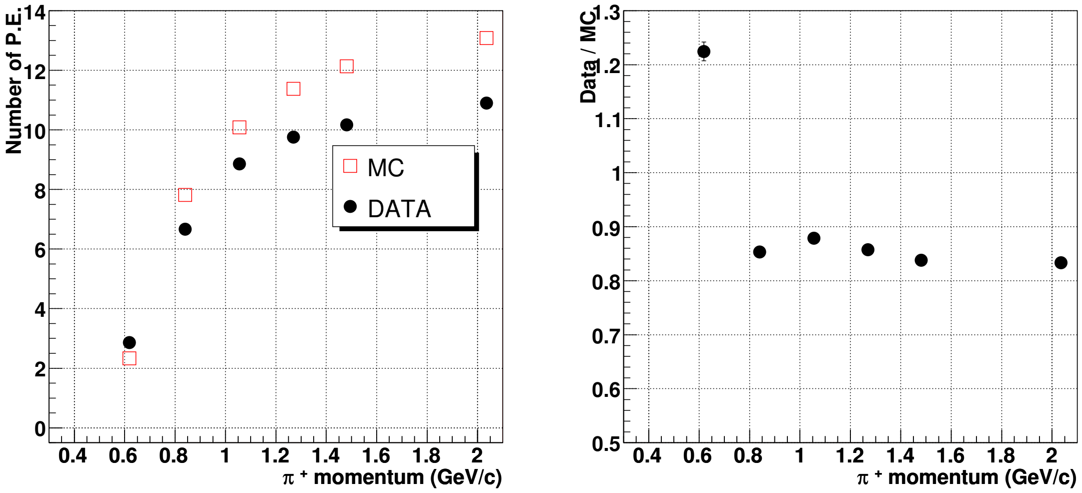


図 **3.34:** YI30-11 に対する光量の運動量依存性の測定結果 (左図) とシミュレーションとの比 (右図)。

この結果についても、シミュレーションの予測を 0.85 倍することで、シミュレーションと測定データはほぼ一致しており、屈折率の違いが現れていることが確認できた。しかし、0.6 GeV/c での測定結果のみ、シミュレーションの予想よりも大きい光量が観測された。この原因としては、シミュレーションでは単色のエネルギーのビームを入射させているが、実際にはある運動量の幅を持ったビームが入射していることの影響等が考えられるが、はっきりとは分かっていない。

3.2.4.3　光量の入射位置依存性

次に、ビームの入射位置を変化させて入射位置毎の得られる光量の評価を行なった。この測定はエアロジェル YI50-11 についてのみ行なった。また、ビームは π^+ を用い、エネルギーは 1 GeV/c に固定してある。Catcher は、水平、垂直方向に移動可能な架台に固定されているので、これを用い、モジュールを移動させることでビームの入射位置を変え、光量の測定を行なった。

ビームの入射位置は、図 **3.35** に示すようにエアロジェルの中心を原点とする座標系で表すこととし、水平方向でビーム軸に対しては垂直な軸を X 軸、垂直方向の軸を Y 軸と定義する。

期待される結果

エアロジェルで発生したチェレンコフ光はリング状に広がり、Winston cone の入口では図 **3.36** に示すように半径 9 cm 程度の円になっていると予測される (1GeV/c π^+ に対する予測)。一方、Winston cone の入口は半径 15 cm の円なので、中心から 6 cm 以上離れた地点に粒子を入射させると、一部がの光子が半径 15 cm の円に収まらず、失われてしまう。この測定では、この効果が観測出来ると期待される。従って、中心から 6 cm 以内の各点では、入射位置によらず比較的一様な光量が得られ、6 cm 以上離れると徐々に減少してゆく、というのが期待される結果である。

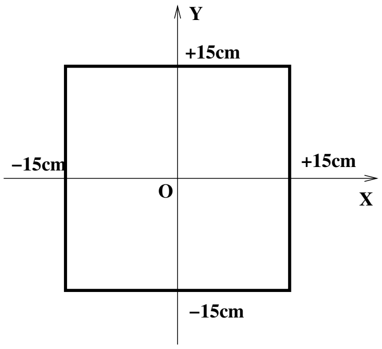


図 **3.35:** 入射位置の定義。エアロジェルをビーム上流側から見た図であり、原点をエアロジェルの中心としている。

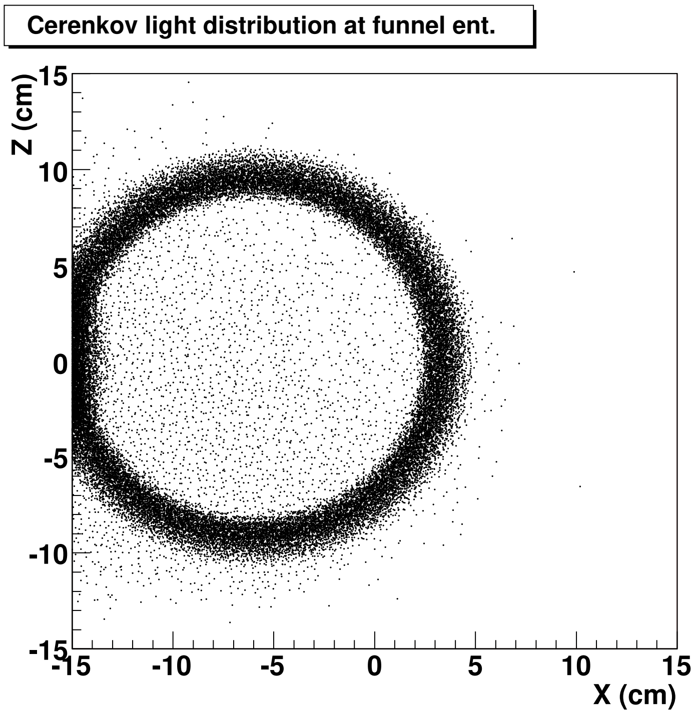


図 **3.36:** Windton cone 入口でのチェレンコフ光の分布。X $= -6$ cm に 1 GeV/c の π^+ を垂直入射させた時の、シミュレーションによる予測である。この時点では、半径約 9 cm の円になっている。Winston cone の入口は半径 15 cm の円であるため、一部 cone の中に入れない光子が存在している。

測定結果

X 軸上および Y 軸上をスキャンして、光量を評価した結果を図 **3.37** に示す。測定の結果、大まかには、ほぼシミュレーションで予測した傾向が再現されたが、中心付近の光量が一定な領域が減少していることが確認された。また、図 **3.38** にシミュレーションでの値と測定値との比を示す。ここから、5 cm∼6 cm

付近で局所的に両者の差が特に大きくなっていることが分かった。

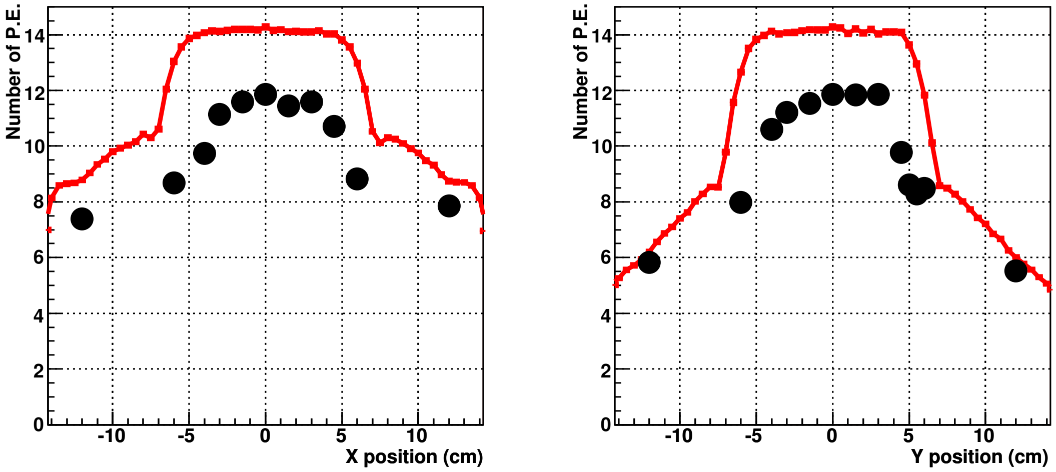


図 **3.37:** 光量の入射位置依存性。左図が X 軸上を、右図が Y 軸上をそれぞれスキャンした結果である。赤がシミュレーションによる予測値で、黒い点が測定データを示している。X、Y いずれの結果も、全体的に光量が少ないことに加え、中心付近の一様な領域がシミュレーションに比べ小さい。

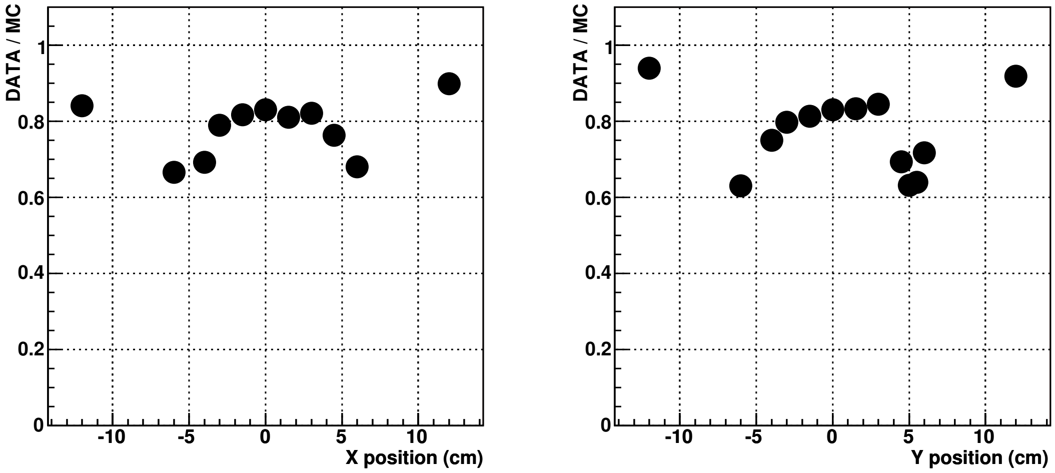


図 **3.38:** 入射位置依存性の測定データと MC の比。中心から約 5 cm 離れた地点の付近で、シミュレーションとデータの差が大きくなっているのわかる。

3.2.4.4 光量の入射角度依存性

最後に、ビームの入射角度を変化させて入射位置毎の得られる光量の評価を行なった。ビームは、入射位置を変化させた時と同じく 1 GeV/c の π^+ を使用し、エアロジェルは YI50-11 を用いている。

また、図 **3.39** に示すように、エアロジェルの中心が軸となるように水平方向に回転させ、モジュールに対しビームが垂直に入射した時を 0° と定義した。このような角度の定義を行なったのは、エアロジェルの透過率のばらつき等の影響をできるだけ避けるためである。

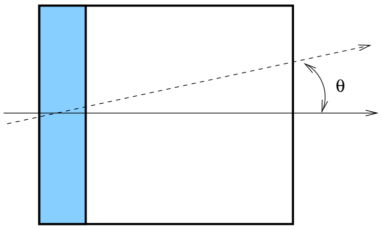
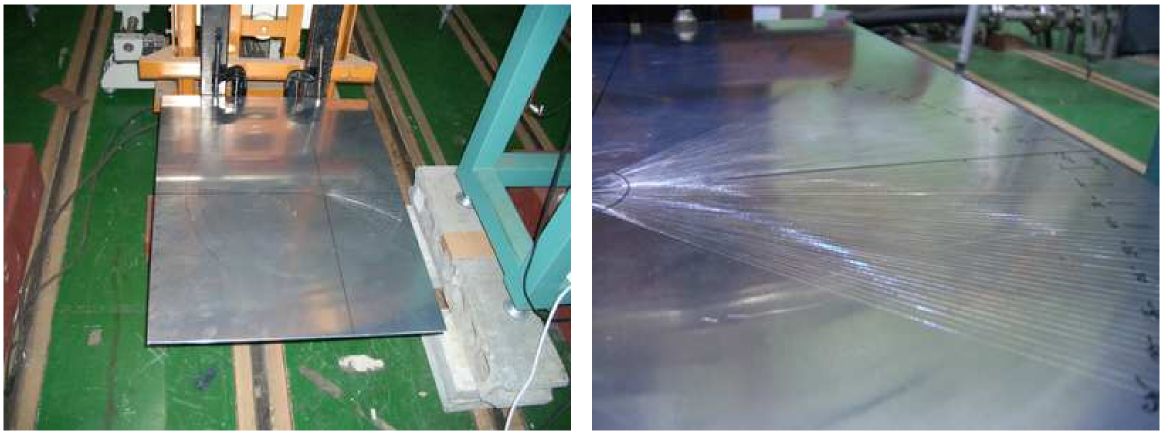


図 **3.39:** 回転軸と角度の定義。エアロジェルの中心を回転軸として、水平方向に回転させた。

この測定のためのセットアップの写真を図 **3.40** に示す。アルミ板に位置合わせ用の線をけがき、その上に自動ステージから外したモジュールを設置した。モジュールのビーム軸方向の長さは約 35 cm であり、1° の変化は、このモジュールの前後の位置を約 6 mm ずらすことに相当する。この実験では 1∼2° 刻みで角度を変えて測定を行なったが、けがきの線を合わせることで 1 mm 程度の精度でモジュールを設置することができており、角度の精度としては十分である。



(a) 全体 **(b)** 板にけがいた角度合わせ用の線

図 **3.40:** 入射角度依存性測定のセットアップ。いずれも写真右側がビーム上流である。

期待される結果

この測定では、Winston cone の形状チェックを行なうことができると期待される。1GeV/c の π^+ を入射させた時、屈折率 1.05 のエアロジェルから出るチェレンコフ光は、粒子の向きに対し約 16° の角度をなしている。一方、Winston cone には、形状から決定される集光可能な最大入射角度が存在し、今回の場合は約 23° である。この角度を越えるとたとえ Winston cone の入口を通過しても、その光を集めるこ

とは出来ない。この測定においては、荷電粒子の入射角度が $23 - 16 = 7^\circ$ を越えると[5] 一部に集光出来ない粒子が現れ始め、それまで角度によらず一定であった光量が、減少してゆく効果として観測できることが期待される。

測定結果

角度を変化さて光量を評価した結果を図 **3.41** に示す。角度に対する変化の様子はほぼシミュレーションどおりであることが確認出来た。しかし、ここでも、中心付近の光量が一定である領域がシミュレーションに比べて狭くなっている様子が観測された。図 **3.42** にシミュレーションと測定値の比を表す。ここからも、光量が減少し始める境界 (7°) 付近で、シミュレーションとデータの差が顕著に現れていることが分かる。

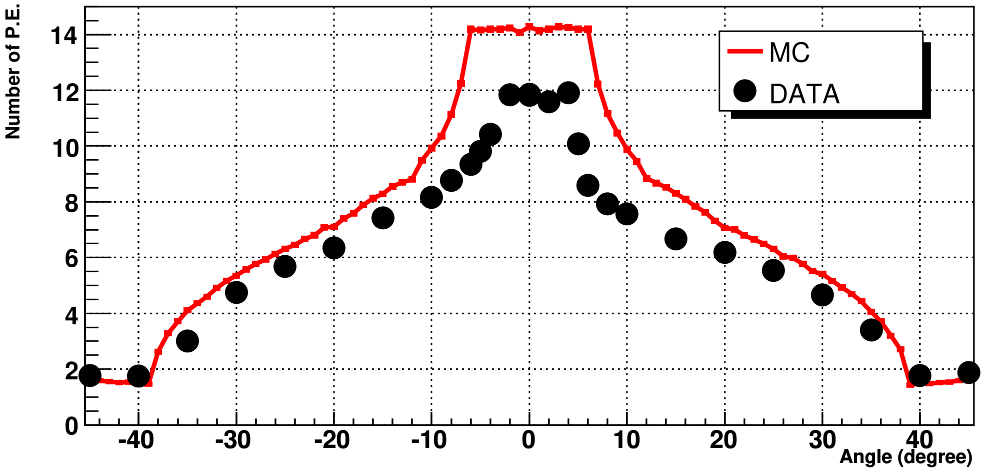


図 **3.41:** 光量の入射角度依存性測定結果。赤線がシミュレーションによる予測で、黒い点が測定値である。

3.2.5 まとめ

今回製作したモジュールを用い、KEK-PS T1 ビームラインにて π^+ ビームを用いた性能評価を行なった。

まず、YI50-11、YI50-17、YI30-11 のそれぞれのエアロジェルを用いた場合について、0.4 GeV/c から 2.0 GeV/c までの運動量のビームをモジュールの中心に入射させて光量の評価を行なった。その結果、運動量に対する光量の変化の割合はシミュレーションとデータでほぼ一致しており、このことから確かにチェレンコフ光を観測していことが確認され、また、光学系もほぼ期待通りのものであることが確認できた。ただし、絶対光量に関しては、シミュレーションに比べ約 15%（ YI50-11・YI30-11 ）または 23%程度低い結果であり、これについては次節で考察を行なう。

次に、YI50-11 を用いた場合について、1.0 GeV/c のビームを位置、角度を変えて入射させた場合について、得られる光量の評価を行なった。この測定も、位置、角度それぞれに対する依存性は全体として

---

[5] 入射角が 7° の場合、発生したチェレンコフ光は、吸収、散乱されない限り全て Winston cone の入口を通過すると予想される。

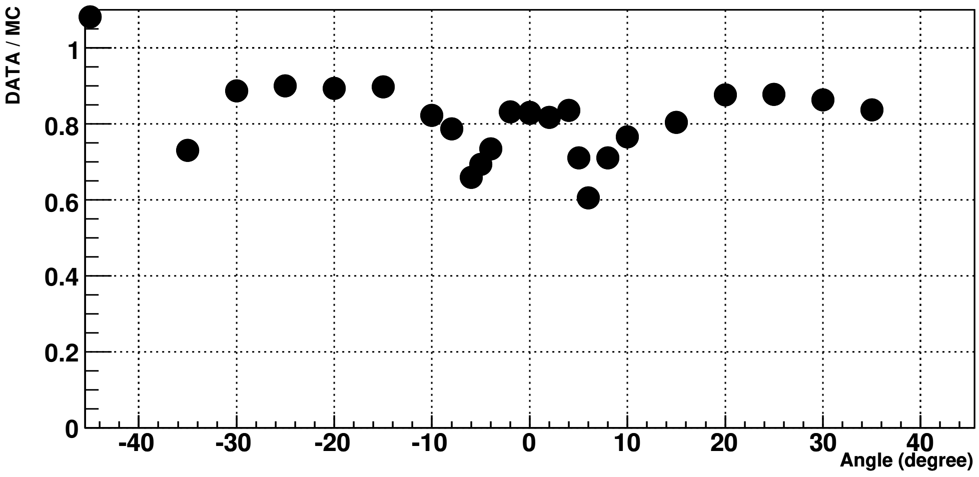


図 **3.42:** 光量の入射角度依存性のシミュレーション予測とデータの比。

はほぼシミュレーションの予想を再現しており、光学系がほぼ期待どおりのものであることが確認出来た。しかし、入射位置を変えた測定では中心から約 5 cm 離れた地点で、入射角度を変えた測定では約 7° で入射させた時に、特徴的にシミュレーションに比べ測定値が減少する様子が確認された。このことについても時節で詳しく考察を行なう。

3.3 測定結果に対する考察

この節では、前節で述べた測定結果に対し、シミュレーションとの相違についての考察をを行なう。

測定値とシミュレーションとのずれには、大別して、入射位置や角度にほぼよらず一律に光量が減少する効果と、ある入射位置や角度の条件を満たした場合に大きく光量が減少する、この光学系特有の効果に大別出来ると考えられる。

そこで、特に光学系特有の効果について様々な可能性を検討した結果、エアロジェルの継目でのロスの効果とファネルの形状のずれの効果が、原因として大きな割合を占めることが分かった。以下、それぞれの効果についての考察結果について、詳しく述べる。

3.3.1 オーバーオールファクター

実験で得られたプロトタイプモジュールで得られる光量は、シミュレーションでの予想値に比べほぼ全ての測定に共通して低いものであった。ただし、その減少度合は運動量を変えた測定ではほぼ一定である。このようなロスが生じる原因としては、前述したようにエアロジェルの透過率や PMT の QE の不定性、Winston cone の継目等での実質的な反射率の低下、等が考えられるが、それぞれの効果を評価することは難しく、現在のところまだ出来ていない。そこで、今回はこれを入射粒子の条件によらず一律に光量が減少する効果として、シミュレーションに導入し、補正を行なうこととする。ここでは、この補正項をオーバーオールファクターと呼ぶこととし、その値は表 **3.7** に示す値に決定した。

以下の考察では、シミュレーション結果には全てこのオーバーオールファクターをかけて補正をしてある。

表 **3.7:** オーバーオールファクター

YI50-11	YI50-17	YI30-11
0.85	0.77	0.85

3.3.2 エアロジェルの継目でのロス

ここでは、入射位置を変えた測定において、$|X| \sim 5$ cm および $|Y| \sim 5$ cm で光量が大きく減少した原因として、エアロジェルタイルの継目でのロスを考える。

実験に用いたエアロジェルタイルは、10 cm $\times$ 10 cm の大きさに整えるため、側面にウォータージェットによる加工が施してある。しかしこの加工により、カットした面は非常に荒くなり、ここで光が強く散乱されていることが分かった。このことは透過率測定においても確認され、また、図 **3.43** に示すように見た目にも摺ガラス状になっていることからも明らかである。

そこで、この継目での散乱の効果がどの程度光量のロスに影響するかをシミュレーションで調べた。ここでは簡単のため、継目を通過したチェレンコフ光は全て等方的に散乱されるとした。その結果を図 **3.44** および図 **3.45** に示す。

補正したシミュレーションと測定値を比較した結果、測定値の傾向と、補正後のシミュレーションでのロスの傾向がよく一致していることが分かった。絶対値としては少しずれが残っているが、継目での

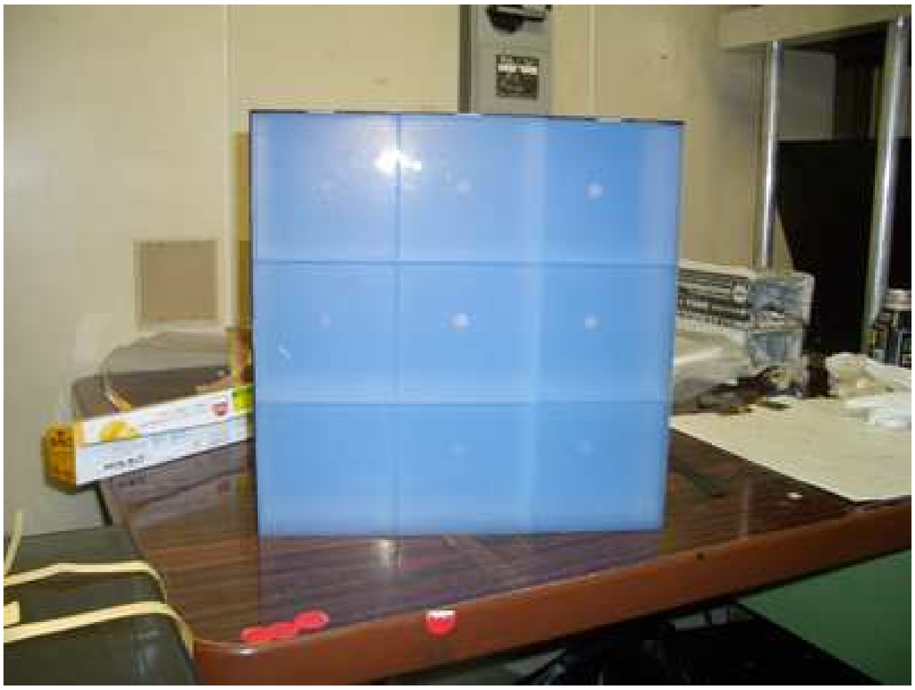


図 **3.43:** エアロジェルタイルの継目。白っぽく見えており、ここで光が散乱されていることがわかる。

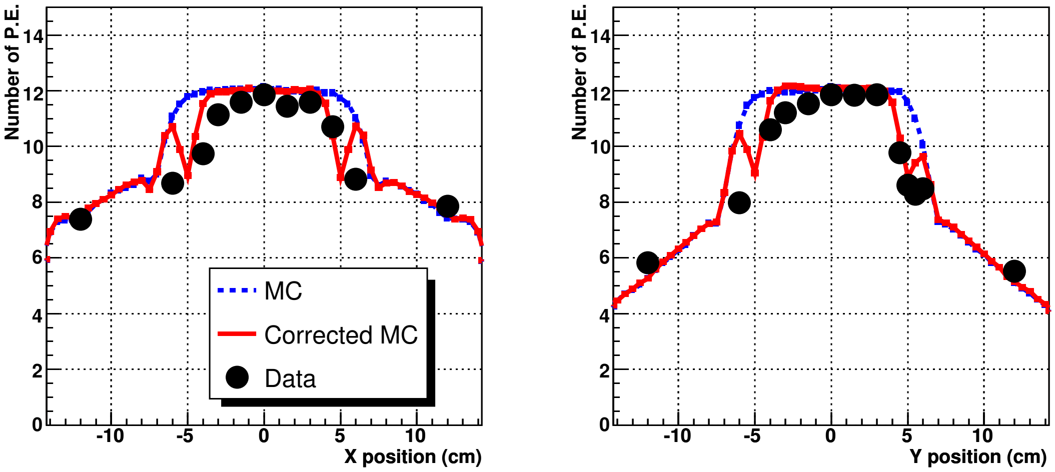


図 **3.44:** 光量の入射位置依存性の補正結果。測定値は黒丸で示してあり、これは図 **3.37** と同一のものである。青い点線はオーバーオールファクターをかけたシミュレーションによる予測値で、赤い実線はさらに継目での散乱の効果を入れた場合の値を示している。継目の効果を入れることによって、中心から 5 cm 付近で大きく光量が減少することが確認できた。

散乱過程等を押さえることが出来ていないため、ここでは正確な議論は出来ていない。

しかし、これにより、中心から 5 cm 程度離れた地点に入射させた時の光量ロスに、エアロジェルの継

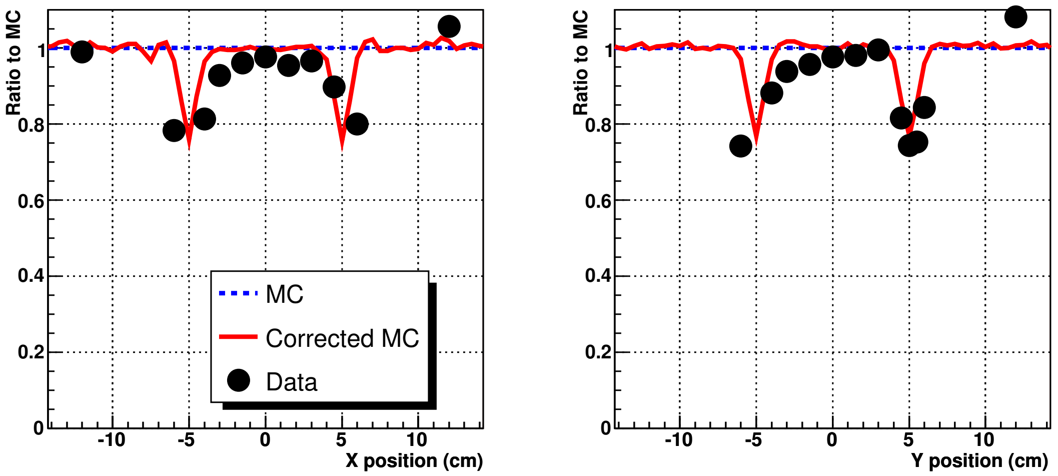


図 **3.45:** 補正による光量の変化。図 **3.44** のデータを、継目による補正前のシミュレーション結果（青点線）で割ったものである。傾向としては測定値と補正結果がよく一致し、また、光量ロスの大きさもほぼシミュレーションとデータで一致していることが分かった。

目でのロスが大きく寄与していることが確認できた。

3.3.3 ファネル形状のずれの効果

前小節では、エアロジェルの継目での光の散乱の効果で、ビームの入射位置を変えた測定結果が説明可能であることを示したが、この効果は入射角度を変えた測定にはほとんど影響を与えない。これは、この測定では発生したチェレンコフ光は途中で散乱されない限りエアロジェルの継目を通過しないことによる。したがって、入射角度依存性の測定結果とシミュレーションの期待値とのずれを説明するには、別の機構が必要となる。

先にも述べたように、この測定において光量の入射角度依存性は Winston cone の集光可能な最大の入射角（臨界角）によりほぼ決定されている。したがって、臨界角のわずかなずれがシミュレーションとのずれに寄与している可能性があると考え、まずレーザーを用いたファネルの形状測定を行なった。

その結果、実際にファネルの形状が理想形状からずれていることが確認できたので、このずれが光量に及ぼす影響をシミュレーションにより見積もった。

この小節では、この結果について述べる。

3.3.3.1 レーザーを用いた形状測定

セットアップ

図 **3.46** に測定のセットアップの模式図を、図 **3.47** に写真を示す。レーザー光源としては、He-Ne の赤色レーザーを用いた。光源は、水平方向の角度、位置が調整可能なステージに固定してあり、ここから横に寝かせたファネルに対し水平にレーザーを入射させる。レーザーはファネルの軸に対する角度を保ったまま水平方向に動かし、その時の反射光の通過位置を、ファネルの出口（径が小さい側。系が大

きい側を入口と呼ぶ）直後に設置したスリットと、その約 10 cm 後方のグラフ用紙の 2 点で測定した。この情報を用い、ファネルでの反射地点の再構成、および反射角度の測定を行なった。

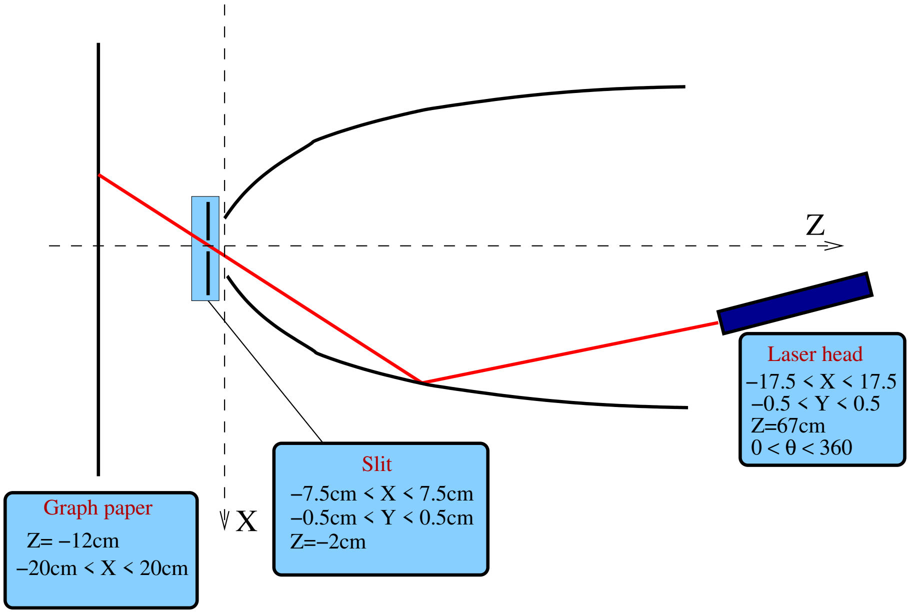
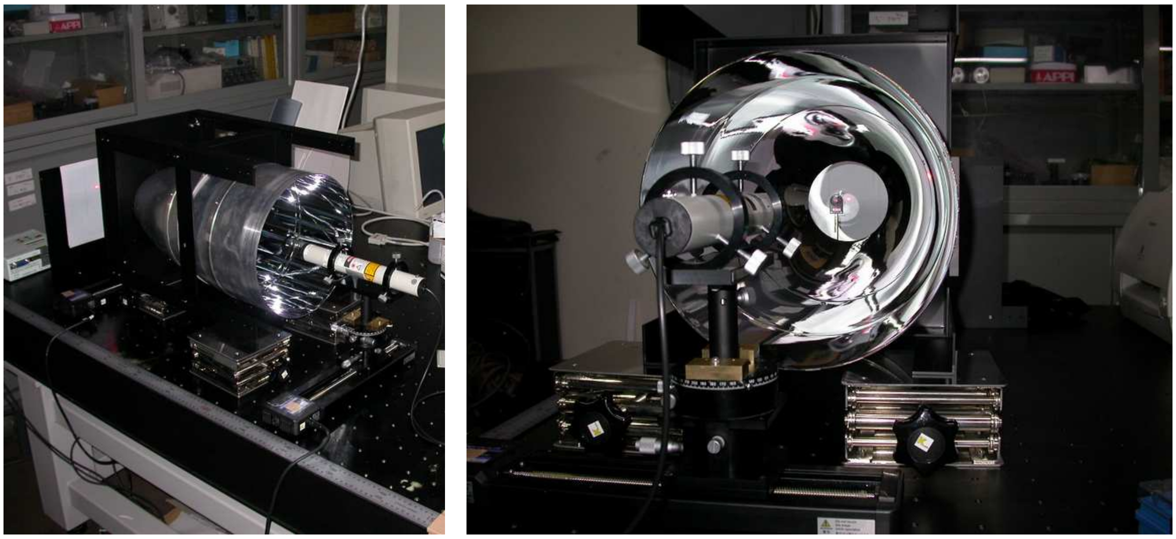

Z
X
Laser head
−17.5 < X < 17.5
−0.5 < Y < 0.5
Z=67cm
0 < θ < 360
Slit
−7.5cm < X < 7.5cm
−0.5cm < Y < 0.5cm
Z=−2cm
Graph paper
Z= −12cm
−20cm < X < 20cm

図 **3.46:** ファネル形状測定のセットアップ



(a) 横から見た写真

(b) 光源側から見た写真

図 **3.47:** ファネル形状測定のセットアップの写真

測定は、レーザーの入射方向をファネルの軸と並行にした場合（入射角 0°）と、入射方向をファネルの軸から 15° 傾けた場合（入射角 15°）の二通りの測定を行なった。これらは、

入射角 0° ファネルの下部（三分割されたうちの出口側の部分。以下、入口側の部分を上部、その中間を中部と呼ぶ。）に関しては精度よく反射光を測定できるが、中部や上部に入射させると出口に到達するまでに複数回反射するため、形状評価が難しくなる。従って、測定出来るのは主に下部のみである。

入射角 15° 全ての領域で一回反射で出口に到達するため、上部の形状を精度よく測定できる、しかし、下部に入射させた場合、反射光がファネルの軸に対してなす角度が大きくなり過ぎ、このセットアップでは反射光の測定が出来ない。従って、測定出来るのは主に中部、上部である。

という特徴をもっている。これらの測定で補間することにより、ファネルの全領域について形状の評価を行なった。以下それぞれの測定結果について述べる。

入射角 0° での測定結果

図 **3.48** に入射角 0° での測定結果を示す。ファネルの下部に関して、反射地点、及び反射面の傾きを測定結果から見積もった結果、いずれも理想的な形状とよく一致しており、傾のずれもほぼ ±2 mrad 以内で安定している、という結果であった。

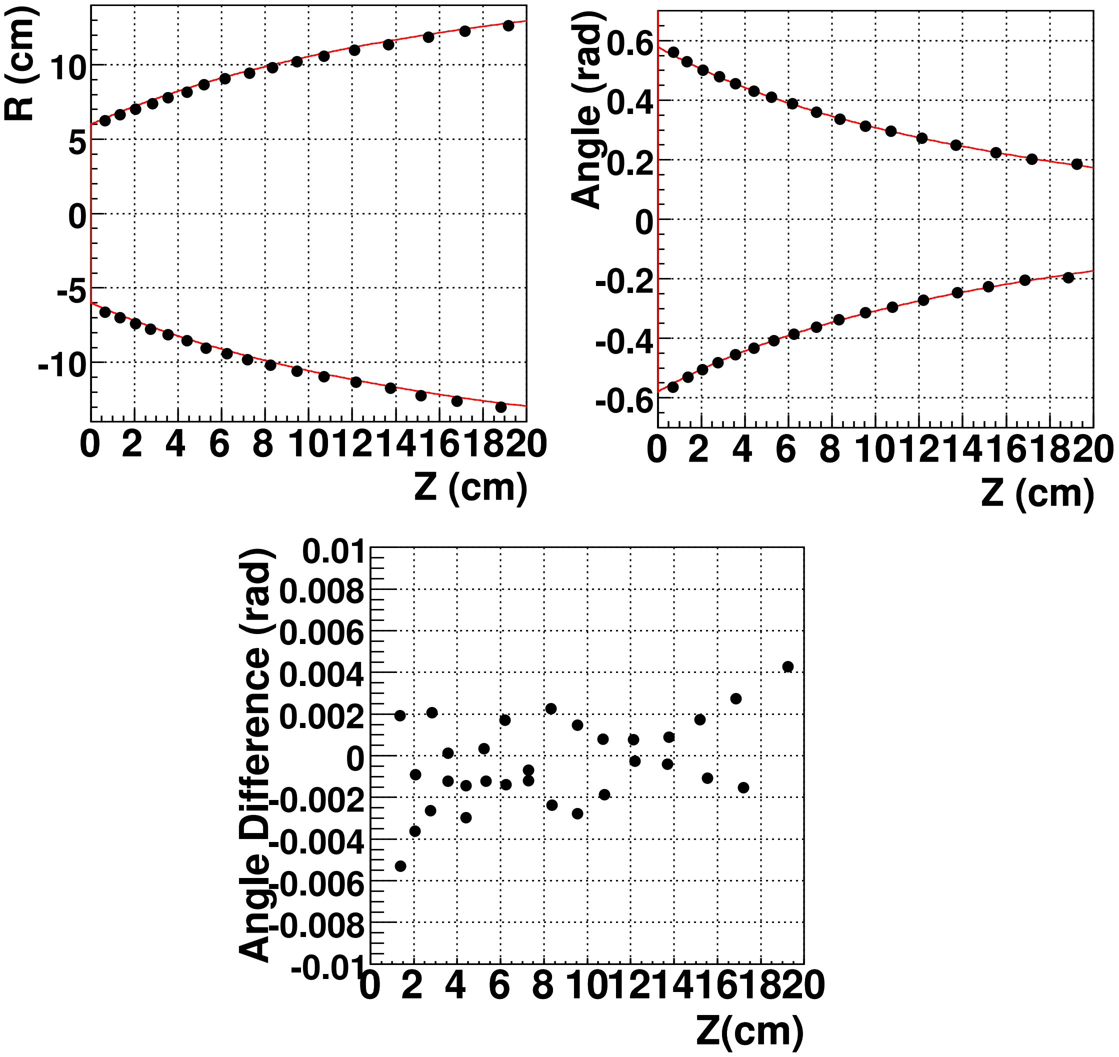


図 3.48: 入射角 0° での測定結果。いずれも横軸は反射地点の、ファネルの軸（Z）方向の位置である。それぞれ、再構成した反射地点（左上）、測定した反射面の傾き（右上）、測定した反射面の傾きの理想からのずれ（左下）を表している。赤い線はいずれも理想的な場合を示しており、このことから、鏡面は非常に理想に近い状態であることがわかる。

入射角 **15°** での測定結果

次に、入射角 15° での測定結果を図 **3.49** に示す。これはファネルの中・上部と、下部の一部について評価を行なった結果である。その結果、ファネル上部において、反射面の傾きが約 10 mrad 程度理想的な傾きからずれてしまっていることが観測された。ファネルの継目を境に傾きが不連続に変化していることから、おそらく接合する際にゆがみが生じてしまったものと考えられる。

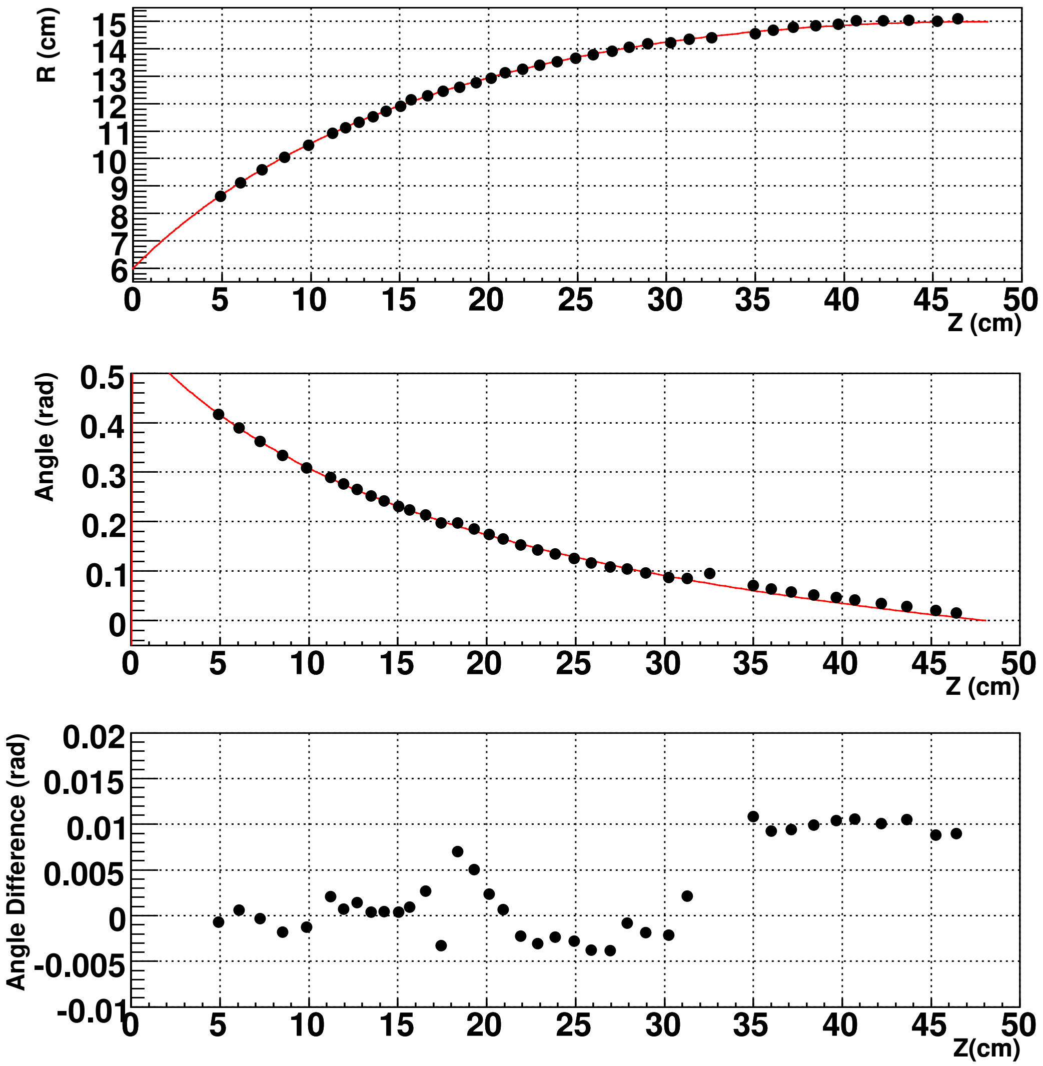


図 3.49: 入射角 15° での測定結果。いずれも横軸は反射地点の、ファネルの軸 (Z) 方向の位置である。それぞれ再構成した反射地点 (上)、測定した反射面の傾き (中)、測定した反射面の傾きの理想からのずれ (下) を表している。赤い線はいずれも理想的な場合を示している。ファネルの上部 ($Z > 34\ cm$) で一様に鏡面の傾きが理想から 10 mrad 程度ずれていることが確認された。

3.3.3.2 シミュレーションによる予測

前小節で述べたように、ファネルの上部において、面の傾きが理想から約 10 mrad ずれていることが分かった。そこでこの効果により得られる光量がどの程度変化するか、シミュレーションにより見積もった。

シミュレーション上では、ファネルの回転対称性を仮定して、上部はの鏡面は全て 10 mrad 軸から外側に傾いているとした。下部、中部は理想的な形状のままとした。このような仮定のもと、シミュレーションで得られる光量を見積もった結果を図 **3.50**、および図 **3.51** に示す。

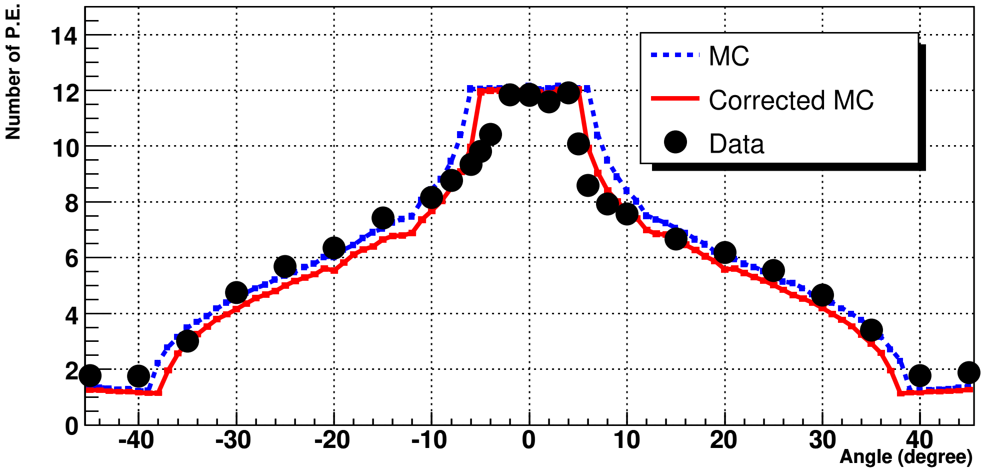


図 **3.50:** 光量の入射角度依存性測定結果。赤線がシミュレーションによる予測で、黒い点が測定値である。

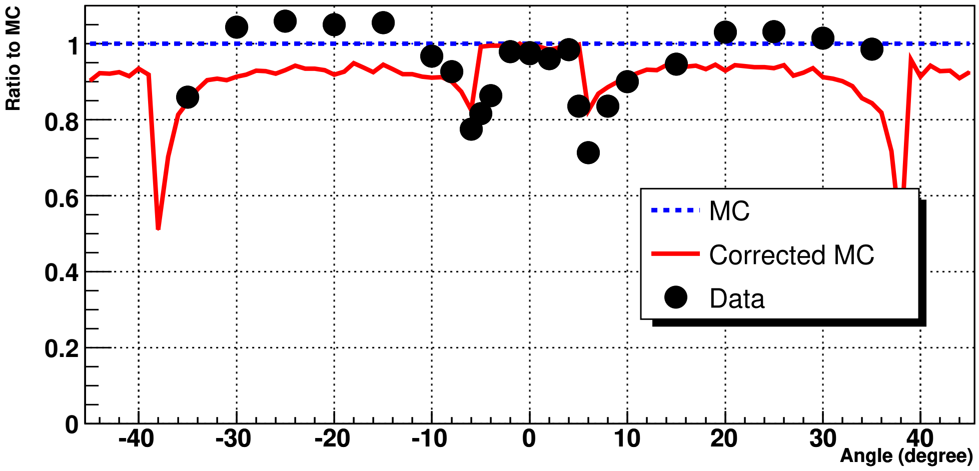


図 **3.51:** シミュレーションの予測とデータの比

シミュレーションの結果、確かに中心付近の一様な領域が減少する効果が現れ、また、減少し始める地点も測定値とシミュレーションで一致した。

このことから、確かにファネル形状のずれが、シミュレーションと測定値の間のずれに大きく寄与していることが分かった。

しかし、補正してもなお 10%程度のずれは残っており、完全には再現出来ていない。この原因の一つに、今回回転対称性を仮定したことが考えらる。従って正しくこの挙動を理解するには、より詳細な形状測定を行ない、三次元的に鏡面の状態を再構成し理解する必要があると考えられる。

3.3.4 まとめ

KEK-PS T1ビームラインで行なったビームテストでの、プロトタイプモジュールの性能評価では、概ね期待どおりの動作が確認されたものの、理解できない挙動が少なからず存在した。

この節ではこの理解できなかった点について、これを、オーバーオールファクター、エアロジェルの継目でのロス、ファネルの形状のずれの効果、の3つに大別し、考察を行なった。

オーバーオールファクターに関しては、現在のところまだ原因は調べられていないが、今後究明していくことは重要である。中でも、この原因の1つとして考えているエアロジェルの透過率の不定性は、将来量産する際には、モジュール毎に性能がばらつく原因ともなるので、これを理解し均質な状態を作り上げなければならない。そのために、パッケージ方法やパッケージした状態での品質チェックの方法などを開発していくことが今後の課題である。

また、エアロジェルの側面の散乱によっても、光量が大きく失われていることが分かった。これも、今後、表面状態の改善、あるいはエアロジェルタイルの大型化により継目を少なくする等、今後改善していくことが重要である。

さらに、ファネルの形状の変化に対し、検出器の性能は非常に敏感であることが分かった。今回検出されたずれは、角度にして約10 mradというものであったが、ファネル上部は軸方向に約15 cmの長さがあることを考慮すると、1 mm程度ずれていたと考えられる。これだけのずれであっても、角度アクセプタンスにははっきりとした違いが観測されたので、このような効果を抑えるには少なくとも1 mm以下の精度でファネルを製造、設置することが望ましい。そのための手法も今後は検討していかなければならない。

第4章　$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$探索実験での性能

4.1　KEK-E391a 実験における性能評価

KEK-E391a 実験では、2005 年 11 月 1 日より 2005 年 12 月 12 日までの間、3 度目のデータ収集 (run-III) が行なわれた。その際、今回製作したプロトタイプモジュールをインストールし、性能評価を行なった。この節では、この結果について述べる。なお、E391a 実験において、このインストールしたカウンターは APC(Aerogel Photon Catcher) という名前で呼ばれているので、この節の中に限り、同様に APC と呼ぶ。

4.1.1　目的

インストールの目的は、

1. 光子や中性子に対する応答が、シミュレーションと一致しているかどうかを確認すること。
2. 実際にビーム中に設置した場合の、短期的・長期的な動作の安定性を調べること。

の 2 点である。

E391a 実験では、ビーム中に逃げた粒子を veto するためのカウンターとして、BHCV(Beam Hole Charged Veto) と呼ばれる荷電粒子 veto カウンターと、その下流に BA(Back Anti) と呼ばれる光子 veto カウンターが存在している。これらは検出器の最下流部に設置されており、BHCV は厚さ 3mm のプラスチックシンチレーターで構成される検出器、BA は図 **4.1** に示すような、PWO($PbWO_4$) と Quartz のサンドイッチ構造をもつ検出器である。

そこで、

1. APC にヒットした粒子が荷電粒子であるか否かを知るのに、BHCV が利用出来る。
2. 荷電粒子 veto という観点からは BHCV の前に物質があるのは望ましくない。
3. BA は非常に物質量の大きな検出器であり、BA の後ろでは γ によるイベントはほとんど望むことが出来ない。
4. APC は放射長としては $0.3X_0$ 程度であり、これを BA の直前に配置しても BA の光子検出効率には大きな影響を与えない。

という理由により、APC をインストールする場所としては、この BHCV と BA の中間を選択した。最後の 4 番目の理由に関しては、シミュレーションにより検討した結果を後で詳しく述べる。図 **4.2** はインストールした際の検出器の配置を示したものである。

使用するエアロジェルとしては、今回は YI50-17 を選択した。この理由は、将来の実験で想定している検出器でのエアロジェルの厚みが 5 cm であるのに対し、YI50-17 を用いたものは 5.1 cm、その他のも

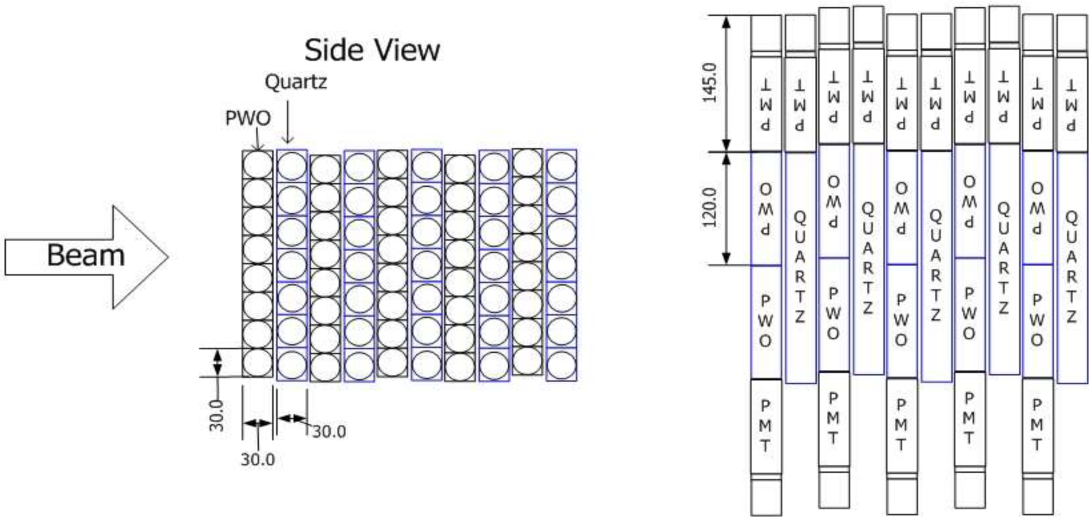

Side View
Quartz
PWO
Beam
30.0
30.0
30.0
145.0
120.0
PMT
PWO
QUARTZ

図 **4.1:** E391a の BA。各層は 3 cm × 3 cm × 12 cm の PWO が 16 本と、3 cm × 3.5 cm × 24.5 cm のクオーツ 7 本から構成されている。これが全 5 層存在する。

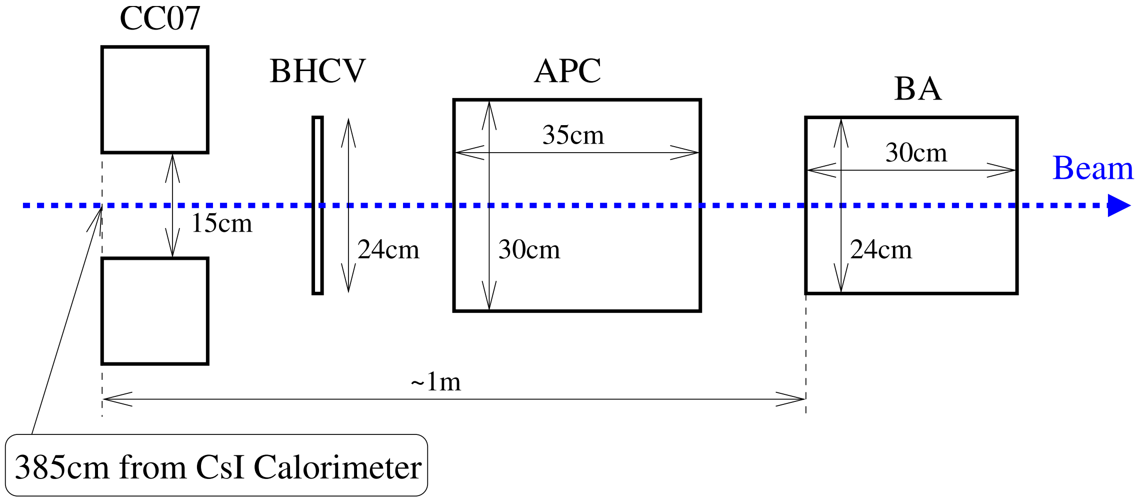

CC07
BHCV
APC
BA
35cm
30cm
Beam
15cm
24cm
30cm
24cm
~1m
385cm from CsI Calorimeter

図 **4.2:** APC とその周辺のカウンターの配置。BHCV と BA の中間をインストール場所として選択した。

のは 5.5 cm と大きさが近いことと、箱体の構造上、2 mm 厚の鉛を内蔵するためのスペースがほとんど無く、5.5 cm 厚のエアロジェルを収めるのが困難であったためである。

4.1.2　期待される性能

インストールした際の期待される性能を見積もるため、GEANT3 を用いてシミュレーションを行なった。図 **4.3** にシミュレーションした際のイベントディスプレイを示す。

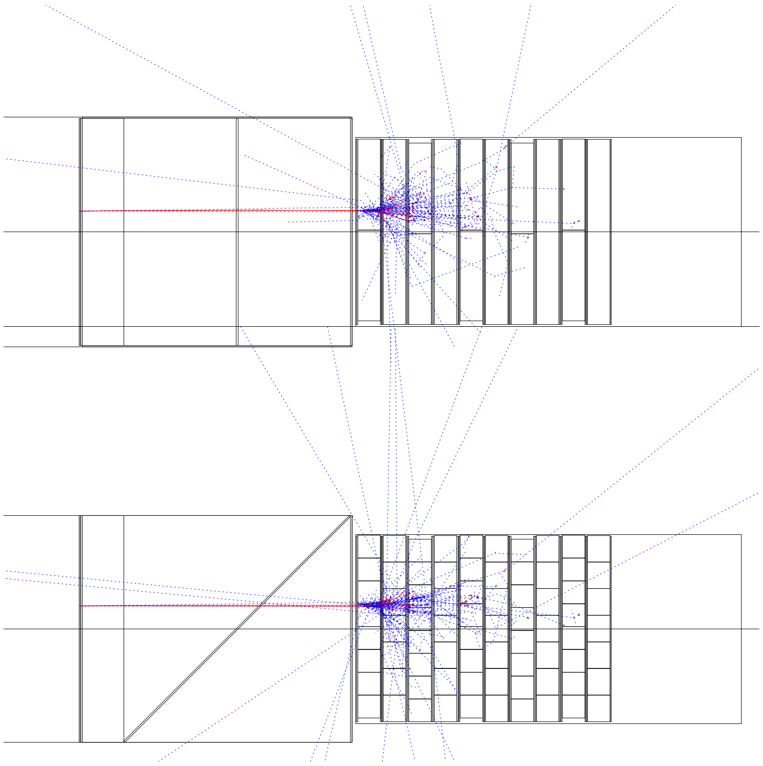


図 **4.3:** APC と BA の応答をシミュレーションした時のイベントディスプレイ。上図が上から見た図、下図が側面から見た図である。それぞれの図で、左側にあるのがが APC で、右側が BA である。1 GeV の γ 線を入射した時のものであり、APC の鉛で最初のコンバージョンが起こり、生じた e^+/e^- がエアロジェルを通過した後、BA でシャワーを起こしている。

APC のシミュレーションは、ビームテストで用いたものと同じものを用いた。オーバーオールファクターについては YI50-17 についての値を使用し、継目でのロスおよびファネルの形状の効果も含めてある。また、BA に対する影響を合わせて調べるため、BA をシミュレーション上で構築し APC の後ろに配置してある。BA の PWO に関しては、結晶中でのエネルギー損失を信号として扱い、Quartz に関しては、チェレンコフ光の ray-trace を行ない、境界面で全反射を繰り返し端面に到達した光子の数を信号として扱っている。このとき、Quartz 中での光の減衰は非常に小さいので今回はこれを無視し、また、全反射時の実効的な反射率は 99%としている。

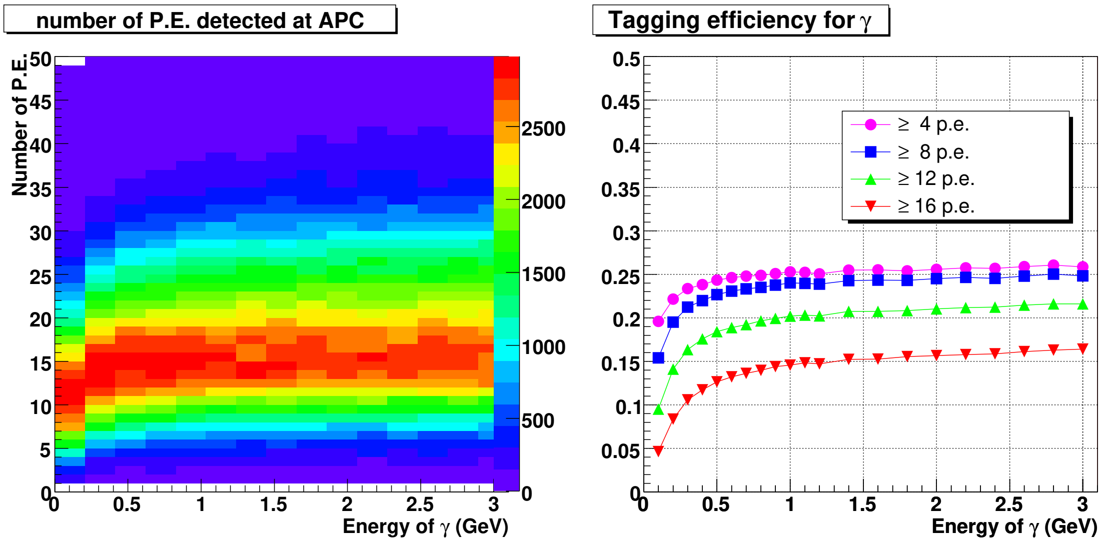
入射させた粒子は γ 線と中性子の二種類である。γ 線としては、ここでは崩壊領域での K_L^0 崩壊により生じたものを想定している。このうち、ビーム軸を中心として 15cm 角よりも外側の領域は上流側の CC カウンターなどにより覆われていることから、これより内側に飛来したものが検出すべき γ である。したがってシミュレーションでは、光子は中心 15cm 角の領域に一様に垂直入射させた。

一方、中性子はターゲットで発生し、ビームのコア領域を抜けてきたものを想定する。ビームのコアの大きさは BA の付近で ϕ10 cm 程度であるので、シミュレーションでは ϕ10 cm の領域に一様に垂直入射させた。

4.1.2.1 光子に対する応答

ここでは、光子としては K_L^0 が崩壊領域で崩壊して生じた γ 線を想定している。そのため、エネルギーとしては数百 MeV から数 GeV までの間である。崩壊領域から APC までの間にはほとんど物質が存在しないため、生じた γ はほぼ相互作用することなく APC に到達することが期待される。

このとき APC にヒットを残す事象として最も典型的なものは、APC の鉛で最初の対生成が起こり生じた e^+/e^- がいずれもエアロジェルを通過し、2 つの荷電粒子分に相当する光量を発生させるというものである。また鉛 2 mm は約 $0.3\ X_0$ であるので、約 25%の確率でこのような反応が起こることが期待される。図 **4.4** は光子に対するシミュレーションの結果であり、ほぼこの傾向が再現されているのが分かる。低エネルギー領域除いて、ほぼ荷電粒子 2 つ分に相当する光量（約 15p.e.）が入射エネルギーに依らず得られており、また検出効率もほぼ 25%で一定である。



(a) γ 線に対し期待される光電子数　　**(b)** γ 線に対する検出効率

図 **4.4:** 光子に対する応答。各光子の入射エネルギーに対し、**(a)** は得られる光量の分布を示したものであり、**(b)** は検出効率を検出閾値毎に示したものである。0.5 GeV 以上の領域ではほぼ一定であることが分かる。ただし、**(a)** では 0 p.e. となったものについては表していない。

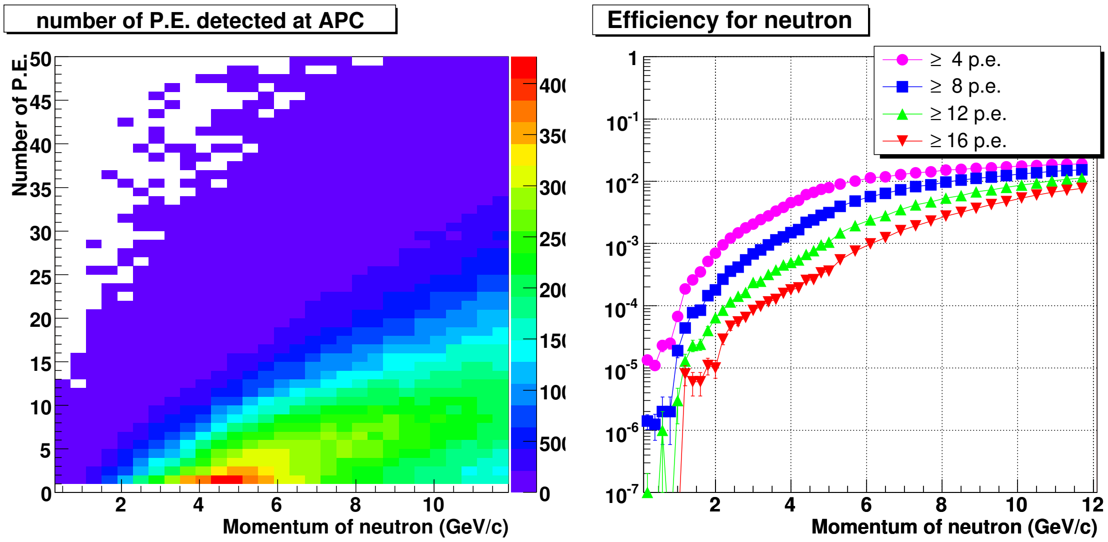
4.1.2.2 中性子に対する応答

一方図 **4.5** に示すように、中性子に対して得られる光量は光子に対するそれに比べ低く、また $0.03\lambda_I$ [1] の厚みしか無いため反応確率も低く、数 GeV/c の高いエネルギーの中性子に対しても、10^{-2} 程度の検出効率に抑えられる。

この結果から、中性子のヒットによるカウントレートを見積もった結果を図 **4.6** に示す。中性子のフラックスと運動量分布についてのシミュレーション結果に、図 **4.5(b)** に示した検出光率をかけ合わせた

---

[1] 内訳は、鉛:0.012、エアロジェル:0.005、アルミ（モジュールの壁）:0.01、鏡基材:0.003



(a) 中性子に対し期待される光電子数

(b) 中性子に対する検出効率

図 **4.5:** 中性子に対する応答。図 **4.4** 同様、各中性子の入射運動量に対し、**(a)** は得られる光量の分布を、**(b)** は検出効率を検出閾値毎に示したものである。ただし、**(a)** では 0 p.e. となったものについては表していない。

結果、例えば 8 p.e. の閾値を設定した場合ではカウントレートは約 10 kHz と、非常に低く抑えられることが期待される。

4.1.2.3 BA に対する影響

APC をインストールすることによって BA の上流側に物質量が増え、光子に対する検出効率が減少してしまう恐れがある。そこで、この影響を調べるため、APC が存在しない場合、APC が存在するが検出器としては動作しない場合（いわゆる “dead material” として存在する場合）、そして APC が存在し、光子 veto 検出器として動作させた場合、の 3 通りについて光子に対する検出効率がどのように変化するかを見積もった。その結果を図 **4.7** に示す。ここで APC での検出条件は得られた光電子数が 4 p.e. 以上とし、BA の検出条件は PWO でのエネルギー損失の和が 50 MeV 以上、Quartz から得られた光電子数の和が 10 p.e. 以上という条件を設定した。BA の検出条件は、E391a 実験で用いられている標準的な値に準じたものである。

シミュレーションの結果、光子に対する検出効率は、APC が “dead material” として存在した場合であっても、APC が無い場合に比べほとんど低下しないことが確認された。1GeV 以下の領域では、わずかに悪化することが確認されたが、これも APC で得られた信号を利用する事で回復することが出来る。さらに、$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ からのバックグラウンドを抑えるという目的の観点からは、BA で捕らえるべき γ 線のエネルギーはほぼ 1 GeV 以上である。したがって、BA での光子検出にはほとんど影響は無いことが期待される。

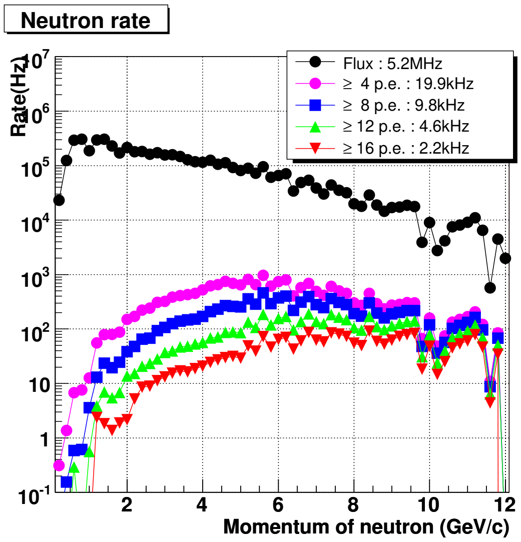


図 **4.6:** 中性子に対し期待されるレート。黒い点で示したものが、シミュレーションで予測されている中性子の運動量分布で、全体のフラックスは 5.2 MHz 程度と予測されている。この時、ターゲットに入射するビームの強度は 2×10^{12} $p.p.p.$ を仮定している。

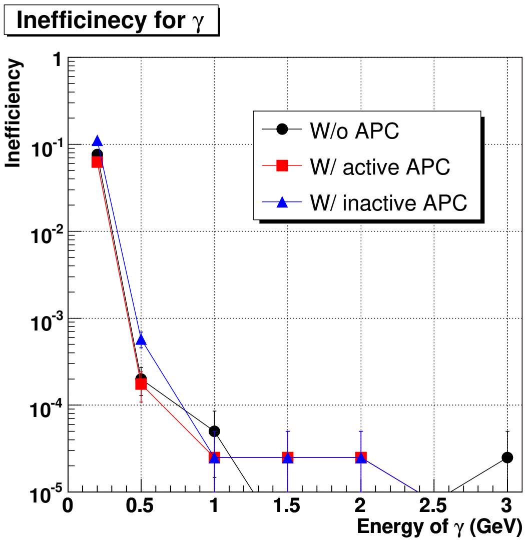


図 **4.7:** BA の光子検出効率に対する影響。各入射エネルギーの光子に対し、APC と BA での不感率を見積もった結果である。黒丸が APC が存在しない場合の予測で、APC が存在するが得られる信号を利用しない場合には青三角のようになり、若干検出効率が低下している。しかし APC のシグナルを利用した結果、赤三角に示す不感率となり、低下分を回復することが可能である。

4.1.3 E391a 実験へのインストール

E391a 実験では、run-II の後 BA の改良が行なわれたため、run-III の直前まで BA は取り外されていた。そのため、今回は容易に APC のインストールを行なう事が出来た。図 **4.8** が BA のインストール直後の

写真である。

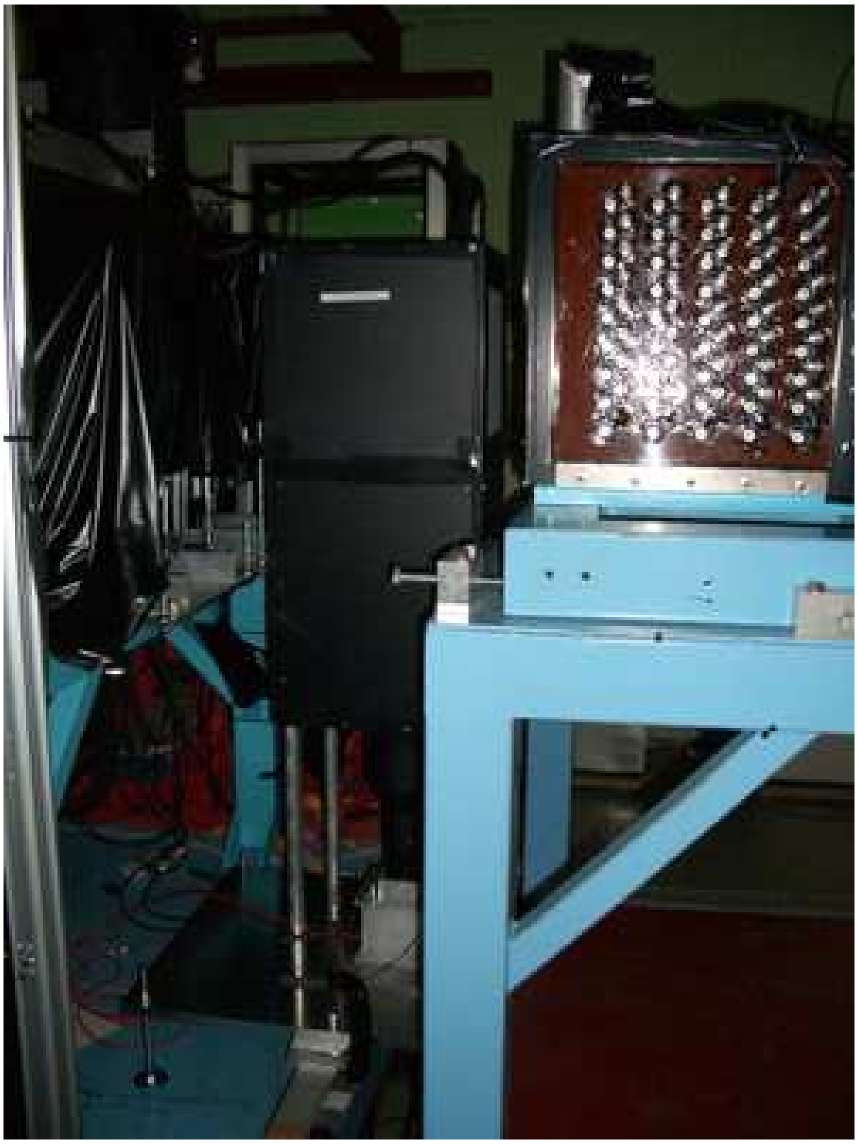


図 **4.8:** E391a 検出器へ組み込んだ写真。左側が上流であり、中央にあるのが APC、左にあるのが BHCV、右にあるのが BA である。APC は万力により、下にある青い架台に固定されている。また、この時点では BA のシグナルおよび HV ケーブルは接続されておらず、BA のコネクターが見えている。

E391a 実験では、全ての検出器からのシグナルは、検出器の直後に設置された Amp-Discri-Delay-Sum モジュール (図 **4.9** 参照。以後、A/D と表記する。) に入力され、ここでは生シグナルをそのまま通過させつつ、シグナルを 36 倍に増幅しこれをディスクリミネートして ECL 信号を出力している。その後各チャンネルの生シグナルは 90 m の delay ケーブルを経て ADC に入力され、また、ECL シグナルは TDC に入力されている。TDC は multi hit TDC(LeCroy 1877S) を用いている。

ただしこの A/D は 8 チャンネルが 1 つのモジュールにまとめられており、ディスクリミネーターとしての閾値は 8 チャンネル毎にしか設定出来ない。また、今回はモジュール数の都合上同じ A/D モジュー

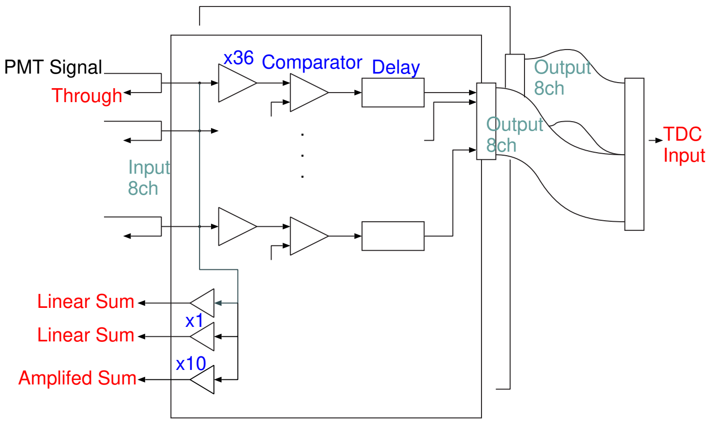

PMT Signal
Through
x36
Comparator
Delay
Output
8ch
Output
8ch
TDC
Input
Input
8ch
Linear Sum
x1
Linear Sum
x10
Amplifed Sum

図 **4.9:** Amp-Discri-Delay-Sum モジュール。E391a 実験では、全ての検出器からの信号は検出器の直後でこのモジュールに挿入される。

ルを APC と他の検出器で共用することとなったので、閾値を自由に設定することが出来なかった。

また、LED による較正のため、1 p.e. のピークが確認出来るように PMT にかける HV を調整したところ、閾値は約 0.2 p.e. 相当の電圧にかかっていることが分かった。そのため、

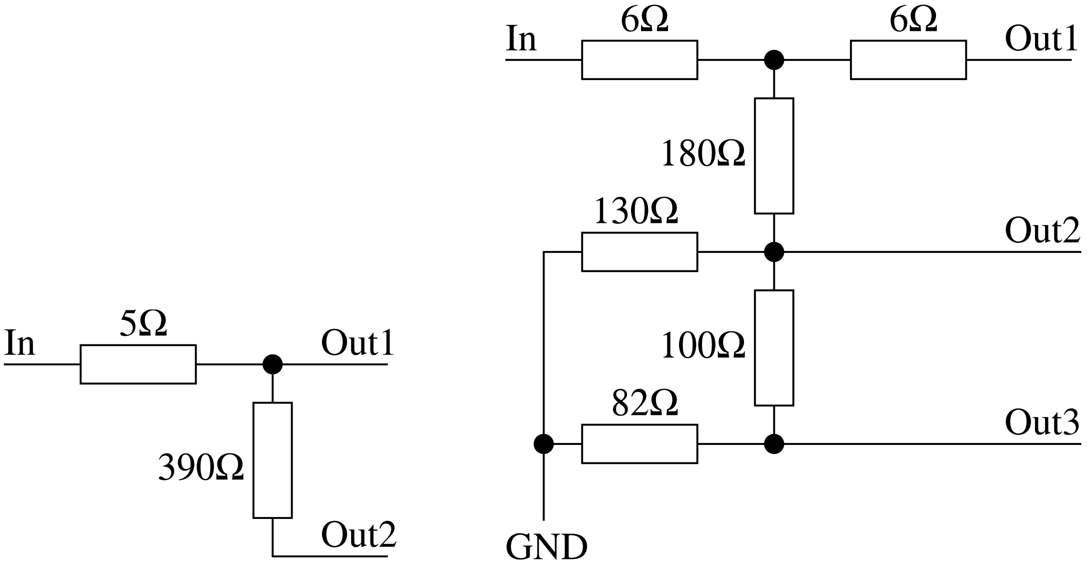
1. 0.2 p.e. では PMT のノイズでも閾値を越えてしまうため、粒子のヒットによるカウントレートを評価するのが難しくなる。
2. 閾値を越える頻度が高くなり、直後に来た信号をマスクしてしまう効果が現れてしまう可能性がある。

という理由から、シグナルを非対称に分割する回路を製作し、これを A/D の直前に導入した。分割したそれぞれのシグナルを A/D に入力し、読み出すことで実質的に違った閾値を設定することができる。導入した分割回路の回路図を図 **4.10** に示す。

分割回路バージョン 1 は 11 月 1 日より 11 月 20 日までの間使用した回路であり、入力信号を 0.90 : 0.10 に分割することができる。また、入力側から見たインピーダンスは 50 Ω になるように設計してある。これにより閾値はそれぞれ 0.22 p.e.、2.0 p.e. 相当となる。

バージョン 2 は、11 月 21 日より実験終了の 12 月 12 日まで使用した回路であり、入力信号の分割比はを 0.77 : 0.10 : 0.025 である。したがって閾値はそれぞれ 0.26 p.e.、2.0 p.e.、8.0 p.e. 相当となる。回路に変更を加えた理由は、一つは、さらに高い閾値を設定した時のカウントレートの変動を調べるためで、もう一つは、A/D でわずかながらシグナルが反射してしまっていることが確認されたので、この対策をとるためである。そのため、バージョン 2 では、入力および 3 つの出力全ての側から見て、いずれもインピーダンスがほぼ 50 Ω になるように設計してある。

図 **4.11** に、実際に分割した波形をオシロスコープで観測した様子を示す。これによりほぼ期待どうりの分割が出来ていることが確認された。



(a) バージョン 1　**(b)** バージョン 2

図 **4.10:** APC のシグナル分割回路。ディスクリミネーターの閾値を実質的に変えるため、このような回路を製作した。

4.1.4 検出器の較正

検出器の較正は、LED を用いて 1p.e. のピークを観測する方法と、ビーム中の μ 粒子に対する光量を評価する方法の、二つの方法で行なった。LED を用いた方法では、エアロジェルの状態等によらず、PMT そのもののゲインをモニターすることが出来る。一方 μ 粒子を用いた方法ではエアロジェルの発光量を測定することができるので、これによりエアロジェルの耐久性等のなどの評価を行なうことができるという特徴がある。この小節では、これらの結果について述べる。

4.1.4.1 LED によるゲインの測定

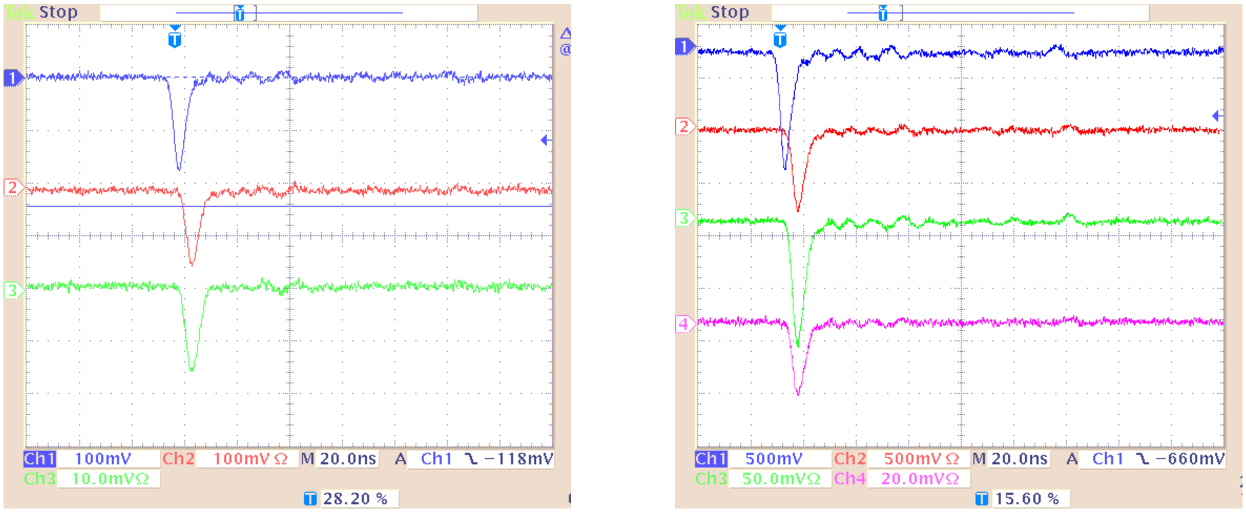
LED のデータ収集用のクロックトリガーは、約 1 Hz で通常のデータ収集のトリガーの中に混ぜこまれている。このトリガーを用いてモジュールの中に設置した LED を光らせ、PMT のゲインの測定を行なった。

また、この実験において加速器は 2 秒ビームオン（オンスピル）、2 秒ビームオフ（オフスピル）の計 4 秒を 1 サイクルとして運転が行なわれているが、このオンスピル時とオフスピル時との間でのゲインの変動についても LED でモニターすることができる。ただし、トリガーレートが約 1Hz と少ない値に設定されているので、ビームテスト時のように平均光量を 0.05 p.e. 程度とした場合、十分な統計をためるのに非常に時間がかかってしまい[2]、ゲインの変動をモニターするという目的を達成できない。

そこで、検出できる平均光量を 1 p.e. 程度に増やし測定を行なった。その結果、2 p.e. 以上の光量の寄与が ADC 分布に現れるが、こういった寄与を含んだ分布を、式 (4.1) に示すポアッソン分布とガウシア

---

[2] 例えば、オンスピル時、オフスピル時両方とも 10^5 イベントためるのには、丸二日以上を要する。



(a) バージョン 1

(b) バージョン 2

図 **4.11:** APC 用 divider で分割されたシグナル。実際の PMT からのシグナルを分割回路に入れ、出力をオシロスコープで観測したものである。上から順に、入力信号、出力 1、出力 2、出力 3（出力 3 はバージョン 2 のみ）を示している。ほぼ期待どおりの分割比で分割出来ていることが確認できた。

ン分布のコンボリューション関数でフィットすることにより、1p.e. あたりの ADC カウントを求めた。式中の P_{0-3} がフィットにより求めるパラメーターである。フィットした結果を図 **4.12** に示す。オンスピル時のデータはビーム起源のアクシデンタルヒットの影響を受け、ペデスタルや 1p.e. のピークがオフスピルのものに比べ少し太くなっているが、1p.e. のピークははっきり観測されている。また、1p.e. のピーク値は、ビームのオン・オフではほとんど変動しておらず、このことから E391a の中性ビーム下でも非常に安定に動作していることが示された。

$$f(x) \quad = \quad P_0 \sum_{n=1}^{10} \frac{{P_1}^n e^{-P_1}}{n!} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi n P_2}} \exp\left[-\frac{(x - nP_3 - Pedestal)^2}{2n{P_2}^2} \right] \tag{4.1}$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} P_0: & \text{規格化定数} \\ P_1: & \text{平均光電子数} \\ P_2: & \text{1p.e. の分布の}\sigma \\ P_3: & \text{1p.e. あたりの ADC カウント} \end{array} \right.$$

4.1.4.2 ビーム中の μ 粒子に対する光量の測定

E391a 実験では、検出器の較正のため、陽子を標的に当てた状態のままビームライン中に 2 m の厚さの真鍮を挿入しデータ収集を行なう、ミューオンランと呼ばれる測定を行なっている。この測定は、一週間に一度の割合で行なわれる。真鍮を挿入することにより、ターゲットで生成されたほとんどの光子や

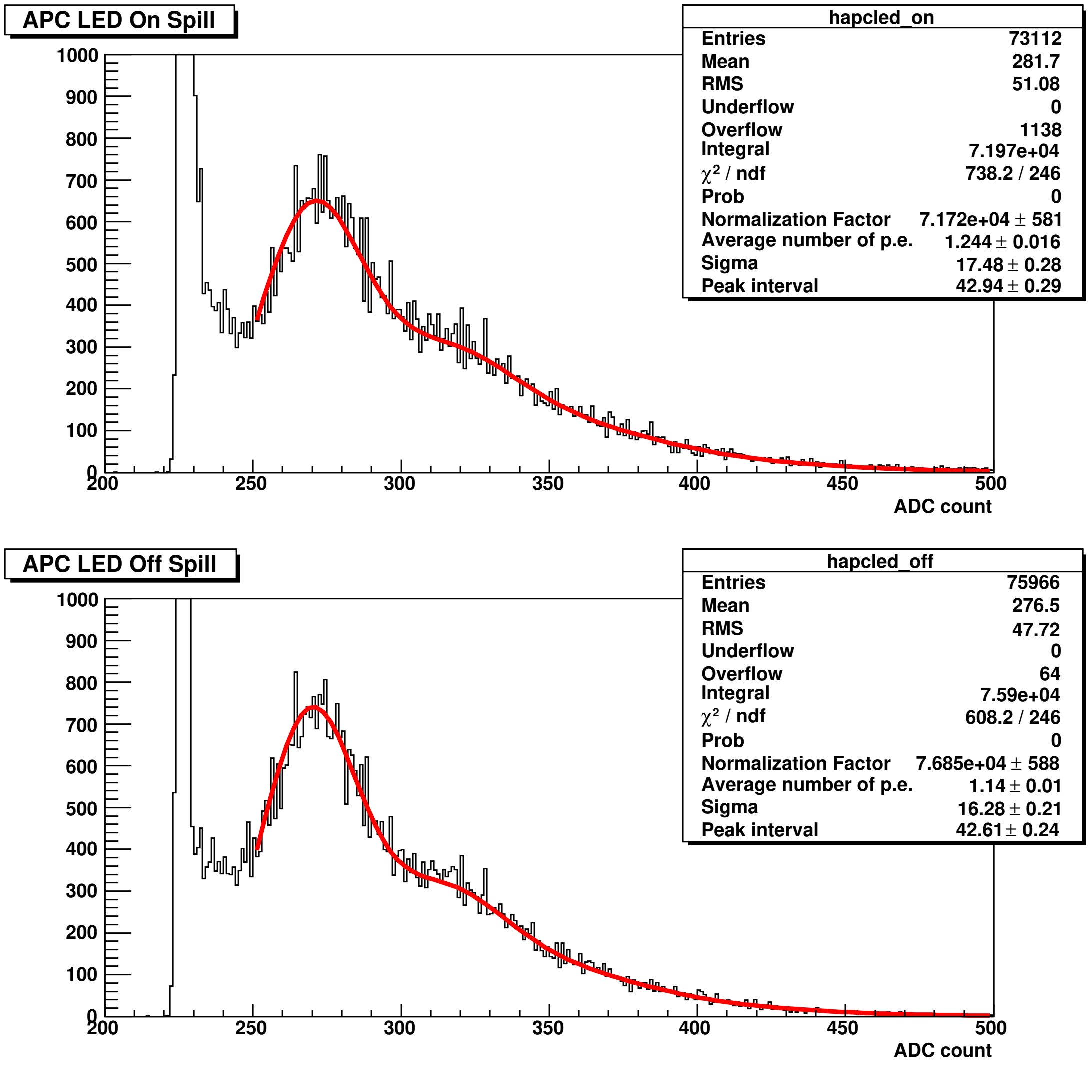


図 **4.12:** LED によるシグナル。いずれも divider バージョン 1 を使用している時の、Out1 に相当する ADC カウントである。上図が On-Spill 時のデータで下図が Off-Spill 時のデータである。赤線は、ガウシアンとポアッソン分布のコンボリューション関数でフィットした結果であり、いずれも 1p.e. のピークがはっきりと見えている。On-Spill 時のデータにはビーム起源のアクシデンタルなヒットの影響でペデスタル、1p.e. に相当するピークともに太くなっているが、ピークの位置は変化しておらず、PMT は安定に動作していることが確認できる。

電子、その他のハドロンは、電磁シャワーの生成もしくはハドロニックな反応によりエネルギーを失い、こういった相互作用をしない μ 粒子のみが検出器に導かれる、とういう状況を作り出すことができる。

このようにして生成された μ 粒子に対し、APC で得られる光量の評価を行なった。データ収集は、BA の最上流の層と最下流の層に同時にヒットがあることをトリガー条件として行ない、その後のオフラインでの解析で BHCV にヒットがあることと、上流の CC カウンターにヒットが無いことを条件に加え、残ったイベントを光量評価に用いる。

得られた ADC の分布を図 **4.13** に示す。ビームテストでの解析と同様に、得られた ADC カウントの

平均値を、1p.e. あたりの ADC カウントで割ることにより光量を算出した結果、このミューオンランで得られた光量は約 6.2 p.e. であった。

この結果は、μ の運動量が未知であることと 15 cm 角の広い領域に入射していることから、ビームテストの結果と直接の比較を行なうことは出来ない。しかし、ビームテストにおいて、中心に 1 GeV/c の π を入射した時には約 11 p.e. が得られ、また、15 cm 角の端の付近では、中心に比べ光量が約半分になっていることから、ほぼ期待された通りの結果であると考えられる。

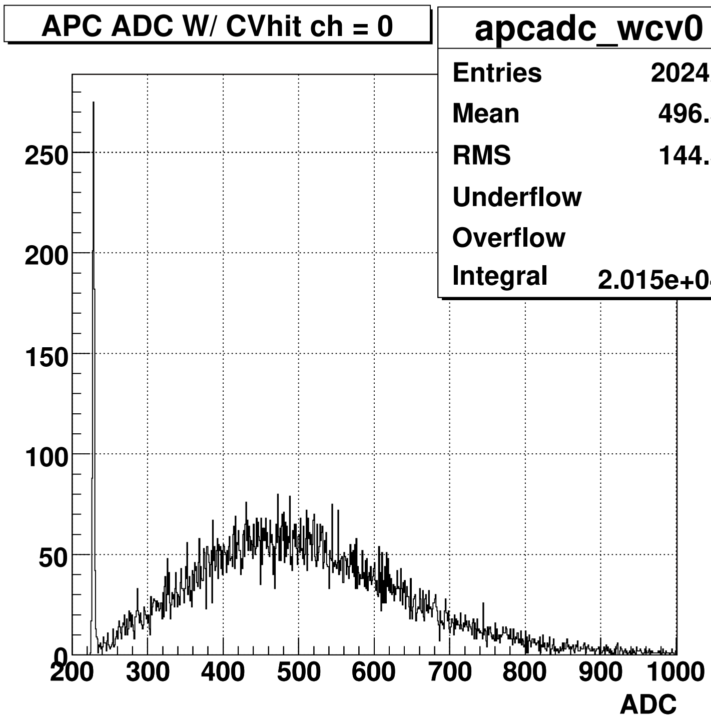


図 **4.13:** ミューオンに対し得られた ADC 分布。500 カウント付近にミューオンによる発光のピークが見えている。

4.1.4.3 長期安定性

最後にこれらの較正用に測定した結果を用い、APC 長期的な安定性についての議論を行なう。

まず、LED を用いた測定により求めた 1 p.e. あたりの ADC カウント、およびペデスタルの時間変化を図 **4.14** に示す。21 日目で不連続にゲインが変化しているのは、この時に分割回路を入れ換えたからであり、その変化の割合は抵抗分割比から期待される値とコンシステントである。結果、PMT のゲインにはわずかに時間変動がみられたが、5%程度の範囲では実験の全期間にわたり安定していたことが確認された。

また、オンスピル時のゲインは、オフスピル時のものに比べ、平均的に約 2%程度上昇していることが分かった。このような、高レートでシグナルが来ることによるゲインの変動は、この実験では変化の度合がわずかであるためほとんど問題にならないが、将来のより高レートでの実験ではこの点についても注意を払う必要がある。

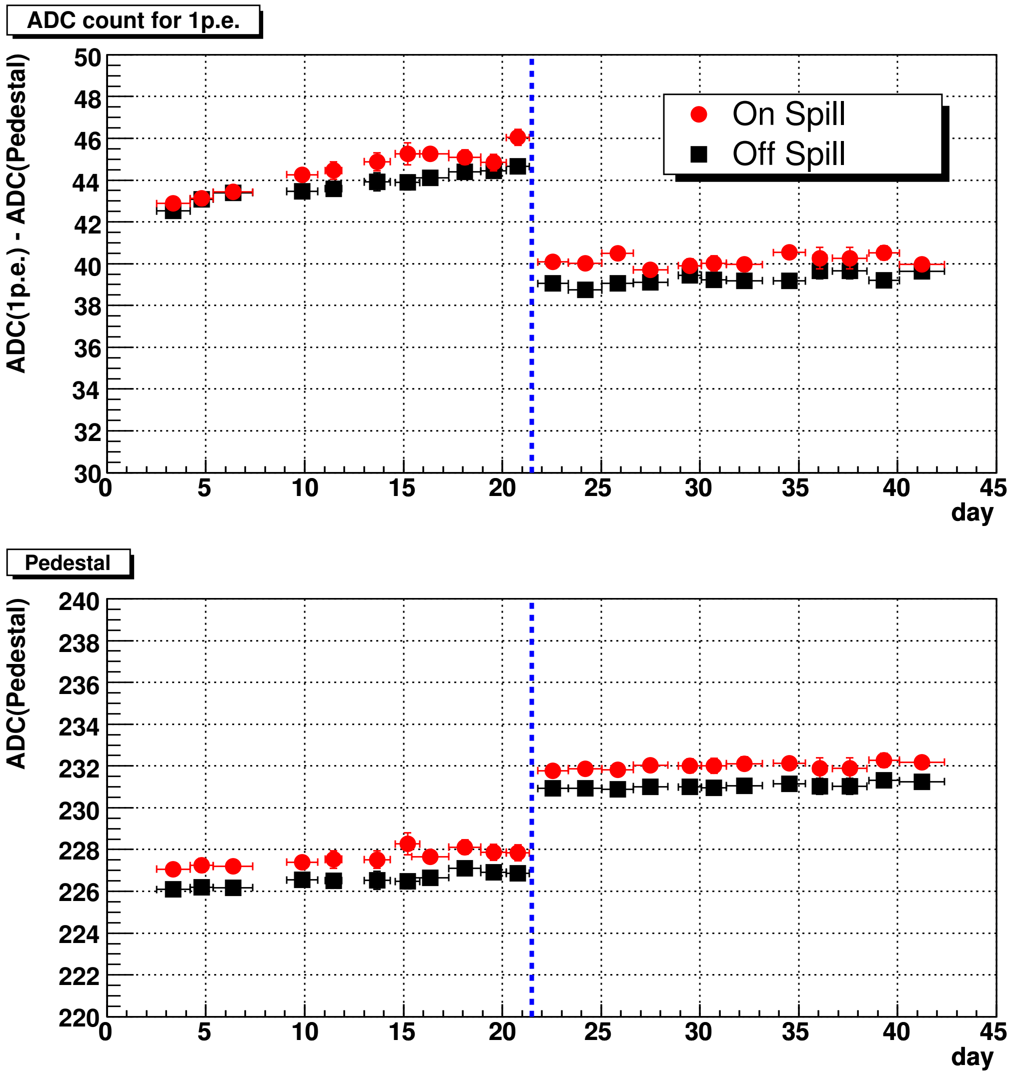


図 **4.14:** LED を用いたゲイン測定結果の安定性。赤い丸で示した点がオンスピル時のデータ、黒い四角がオフスピル時のものである。図中に青い点線で示した時刻に分割回路の変更を行なったため、ここで不連続にゲイン、ペデスタルが変化している。ペデスタルは全期間にわたってほぼ一定であり、またゲインは 5%の精度では安定していたことが分かった。

次に、ミューオンランで得られた光量の時間変化を調べた。計 7 回の測定について得られた ADC カウントを、LED で測定したゲインを用いて補正し、光電子数を求めた結果を図 **4.15** に示す。その結果、検出される光電子数としては、最後に行なった 1 回の測定を除き、約 1%程度のばらつきで非常に安定していることが確認された。

最後の一回の測定結果のみ他の測定結果とコンシステントではない原因については、現在のところまだ調査中である。ただし、この測定時は加速器側でスタディが行なわれており、ビームの状態が通常とは異なるため、例えばターゲット以外の地点に入射した陽子が起源のミューオンなどの寄与により、APC に到達する粒子の運動量分布が変わったこと等が、原因として考えられる。

このことから、エアロジェルの発光が全実験期間に渡って安定していたことが確認され、高い放射線

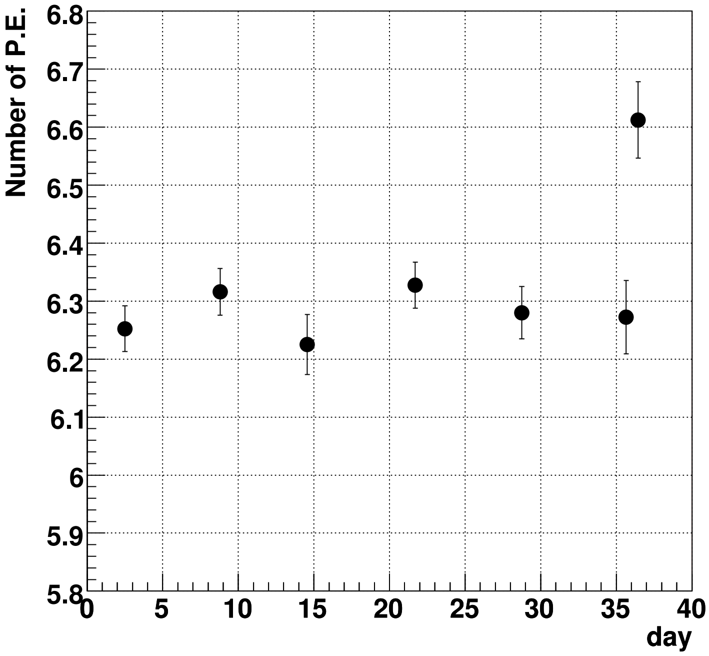


図 **4.15:** ミューオンランで得られた光電子数の安定性。最後の一回の測定を除き、光量は 6.3 p.e. 付近で非常によく安定している。

耐性を持っていることが分かった。

4.1.5 光子に対する反応の測定

この節では、E391a 実験のビーム中で実際に光子による信号を確認し、光量を評価した結果について述べる。ここでは K_L^0 の崩壊をタグし、生じた γ のうち APC にヒットがあったものを選び出すことによる光子の同定を試みた。タグした崩壊が、例えば $K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0$ や $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ のような崩壊であった場合、光子は合計で 6 つもしくは 4 つ出ることになるので、CsI にヒットしなかった光子は、ある一定の割合で APC にも到達するはずである。今回は、このような光子を同定してとらえることが目的である。

4.1.5.1 トリガー

まず K_L^0 の崩壊をタグするために、トリガー条件としては CsI のハードウェアクラスター（図 **4.16** 参照）に 2 個以上のヒットがあることと、中央部の veto カウンターにヒットが無いことを要求した。ここで、中央部の veto カウンターとは、MB、FB、CV、BCV、CC02、CC03、CC04、CC05 の各検出器（図 **1.7** 参照）を意味する。したがって、APC を含む最下流部のカウンターはこのトリガーには参加していない。

ビーム中には、ほぼ K_L^0 と中性子しか存在しないため、CsI にこのようなヒットを残すものは、ほとんどが K_L^0 の崩壊からの γ によるものである。したがって、ここでほぼ K_L^0 の崩壊がタグ出来ているもの

と期待される。

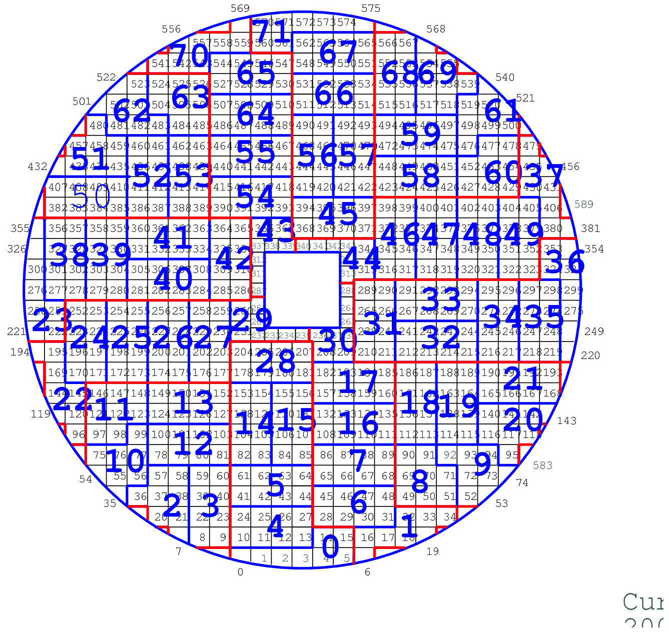

71
70
67
65
63
66
68
69
62
64
61
59
51
55
56
57
52
53
58
60
37
50
54
45
41
43
46
47
48
49
38
39
42
44
36
40
33
23
29
31
34
35
24
25
26
27
30
32
28
17
21
22
11
13
18
19
14
15
16
20
12
10
9
7
5
8
2
3
6
4
1
0

図 **4.16:** CsI のハードウェアクラスター。E391a 実験では CsI 結晶は合計で 576 本使用されているが、これを 8 本ずつまとめ、72 個のハードウェアクラスターを構成している。

4.1.5.2 イベントセレクション

まず、タグした K_L^0 の崩壊により生じた粒子をがヒットしたイベントを選び出すため、TDC で記録されているヒットしたタイミングの情報を用いる。アクシデンタルなヒットがあった場合、ヒットするタイミングはトリガーとは無相関なため、TDC の値は一様に分布するが、トリガー条件を満たした K_L^0 の二次粒子によるヒットであるならば、トリガーのタイミングとは明確な相関を持つので、TDC の分布上にピークとなって現れるはずである。

図 **4.17** に上記のトリガー条件を満たしたイベントの、TDC 値の分布を示す。これは、分割回路バージョン 1 の Out2（閾値は 2 p.e.）による TDC の分布である。ここでは期待どおりにピークが観測され、タグした K_L^0 からの二次粒子を捕らえられていることが分かった。ここで、今回はこれらのイベントをほぼ全て集められるよう時間の幅として 20 ns を設定し、この領域に入ったものを使用した。図 **4.17** の中で、赤く色を付けてある部分が採用した領域である。

以上のタイミングのカットをかけたイベントから、さらに、BHCV の情報を用いて荷電粒子の排除を行なう。ここでは、BHCV の ADC 値の和（全 8 チャンネル）がペデスタルとコンシステントであることを条件とした。これにより、残るイベントは、K_L^0 の崩壊による光子と、アクシデンタルヒットによるバックグラウンドのみであることが期待される。図 **4.18** は、タイミングのカットをかけた後の、APC と BHCV の ADC カウントの相関を示したものである。

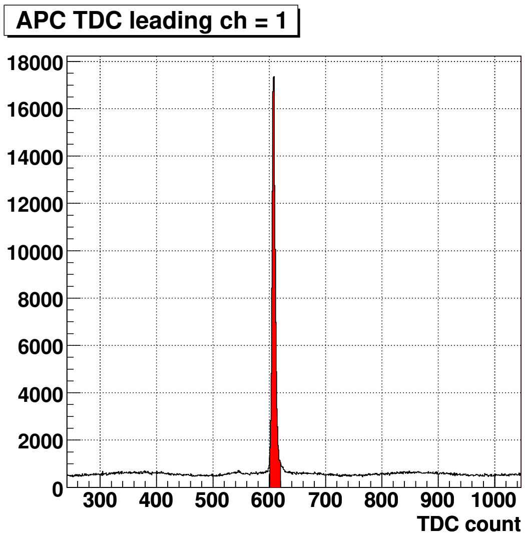


図 **4.17:** TDC によるカット。白抜きのヒストグラムは K_L^0 崩壊を CsI でタグした時に APC で得られた TDC の分布であり、一様に分布するアクシデンタルなヒットの中にタグした K_L^0 由来のヒットによるピークが見えている。赤い領域が採用した範囲であり、時間幅は 20 ns である。

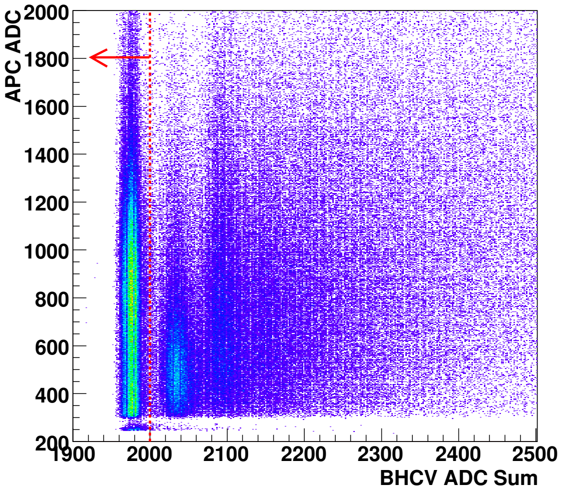


図 **4.18:** BHCV によるカット。横軸が BHCV の ADC 値の和、縦軸に APC の ADC 値をとり相関を示したものである。縦に数本帯が見えるが、これらは左から、BHCV を通過した MIP の数が 0、1、2 個の場合に対応している。ここでは赤い点線よりも左側の領域を採用した。

4.1.5.3　光子に対し得られた光量

以上すべてのカットをかけた後、残ったイベントの光電子数の分布を図 **4.19** に示す。また同時に、ランダムなタイミングでのトリガーである、アクシデンタルトリガーで収集したデータに対しても、全く同じイベントセレクションを用い、バックグラウンドイベントの量と光電子数の分布を見積もった。K_L^0 をタグしたイベントからアクシデンタルを差し引いた結果、光電子数の分布には 15 p.e. 付近に明確なピークが存在し、これは光子に対するシミュレーションの予測ともよく一致している。これにより、光子に対する反応が正しくシミュレーションで正しく予測出来ていることが確認できた。

また、バックグラウンドのイベントの光電子数の分布が、光子のそれと大きく違うことは、高い中性子と γ の分離能力が期待されることを示している。

4.1.6　まとめ

今回製作したプロトタイプモジュールを、E391a run-III のデータ収集開始に合わせ、E391a 検出器の一部としてインストールし性能評価を行なった。

まず、中性ビーム中での動作の安定性を調べた。LED を用い PMT のゲインの変動を調べたところ、ビームの有無ではゲインの値自体にはほとんど変動は無く、安定して動作していることが確認された。また、実験の全期間にわたり、ゲインの変動をモニターした結果、わずかな変動は見られたが、5%程度

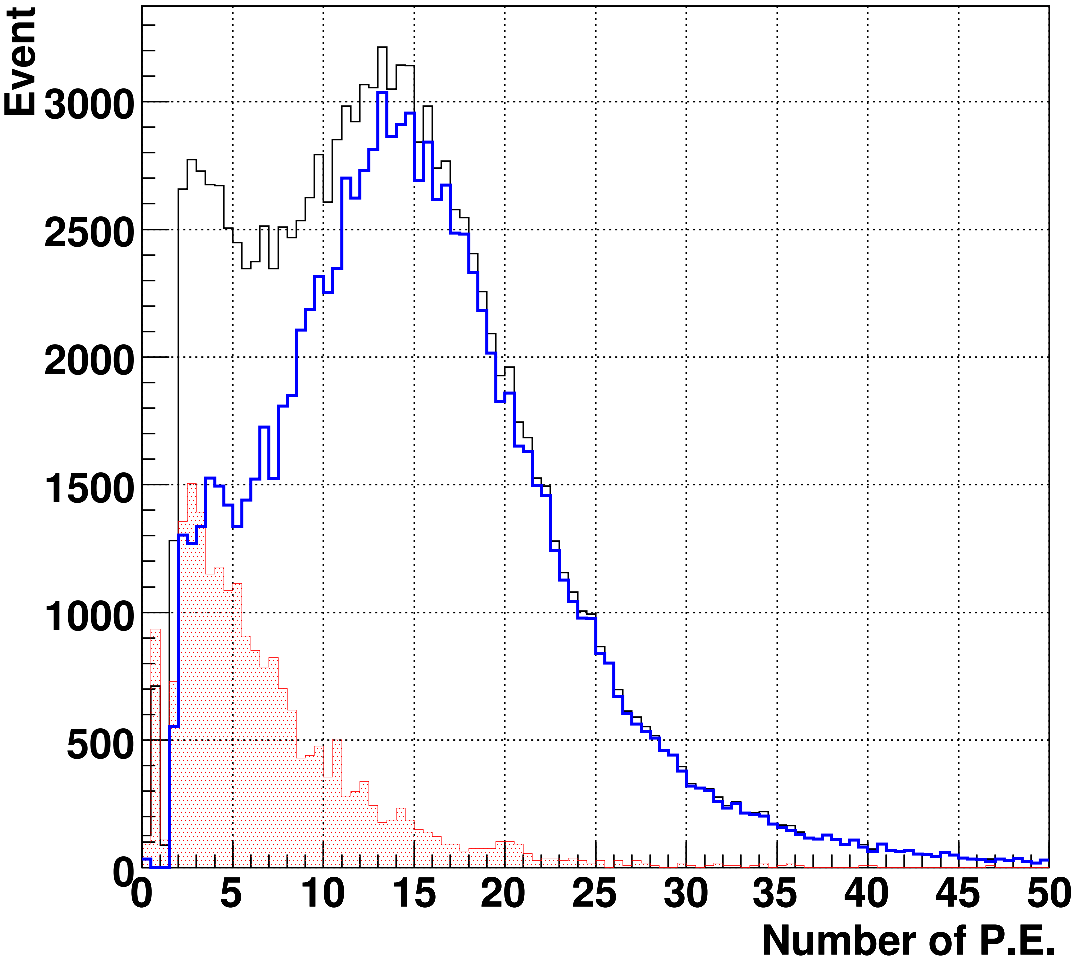


図 **4.19:** 光子に対し得られた光量。黒と赤の線で示したヒストグラムが実際に得られた光電子数の分布であり、それぞれ、K_L^0 の崩壊をタグしたイベントと、アクシデンタルトリガーによるイベントである。アクシデンタルトリガーのイベントは、K_L^0 崩壊によるイベントと比較できるよう、トリガーレートで規格化してあり、実際の統計量はヒストグラムに示したものの、1/9.35 である。青い線で示したヒストグラムが、黒いヒストグラムから赤いものを差し引いた結果であり、15 p.e. 付近にはっきりとしたピークが確認できた。これが光子によるイベントである。

の精度では安定していることが確認された。

次に、ミューオンランと呼ばれているデータ収集によりビーム中に存在する μ 粒子に対する光量を評価したところ、ほぼシミュレーションでの期待どおりの光量が得られていることが確認された。また、同様に長期的に得られる光量をモニターした結果、全期間にわたり約 1%の精度で安定していることが分かり、このことから、エアロジェルの放射線耐性も少なくとも E391a 実験のビームの強度では全く問題ないレベルであることが分かった。

最後に、K_L^0 の崩壊をタグし、ここからの光子を検出することで、この検出器の光子に対する応答を

評価した。その結果、バックグラウンドとは区別可能な非常にはっきりとした光子によるヒットを観測することに成功した。また、得られた光量は約 15 p.e. であり、これもシミュレーションの予想とよく一致していた。これにより、我々のシミュレーションが、光子に対する応答も正確に再現していることが確認された。今後の課題としては、より洗練された K_L^0 タグサンプルを用い、光子に対する検出効率や、光量のエネルギー依存性などを評価してゆくこと等が挙げられる。

4.2 J-PARC $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 実験のための設計

最後に、J-PARC $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 実験でこのプロトタイプモジュールと同タイプの検出器を使用する際の、検出器の設計および期待される性能の評価を行なった。

まず、Fast Simulation と呼ばれる手法を用い、検出すべき γ 線のエネルギー分布と、必要な検出効率を調べた。次にこの結果により得られた要求を満たすよう、デザインおよび検出方法を決定し、最終的なバックグラウンドの寄与を見積もった結果について述べる。

4.2.1 要求される性能の見積もり

4.2.1.1 方法

モンテカルロシミュレーションによって実験結果を予測する際には、検出器内での相互作用を含めたシミュレーションをするのが通常である。しかし、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ のような稀崩壊過程に対するバックグラウンドを見積もるには膨大な統計量のシミュレーションが必要であり、バックグラウンドの大まかな性質を掴むのにこの方法は適当ではない。そこで、Fast Simulation と呼ばれる、検出器の応答の部分を簡略化したシミュレーションにより、シグナルとバックグラウンドの性質を調べた。この結果を用い、ビームキャッチャーでとらえるべき γ 線の性質を明らかにする。

このシミュレーションの概略を以下に示す。

1. K_L^0 を予想される運動量分布で発生させ、崩壊領域で崩壊させる。
2. 崩壊した二次粒子の飛跡を追い、検出器との境界面に達したらその位置、エネルギーを記録し、以後の飛跡のシミュレーションは行なわない。
3. ヒットした位置およびエネルギーを、仮定した分解能を用いてわざと分散させ、疑似ヒット情報を作り出す。その際、二つの γ 線がある一定の距離以内に近付いた場合、これを分離できない（フュージョンしてしまう）と仮定して、1 つの γ 線として取り扱う。
4. 各イベント毎にカロリーメーターにヒットした γ 線のペアを選び出し、これをシグナルの候補とする。そして選んだ γ 線のペア以外のヒットについて、それぞれが検出されない確率を与え、この積をそのイベントの「重み」とする。カロリーメーターにヒットした γ 線が 3 つ以上ある場合は、全てのペアに対して同じことを行なう。
5. 以上により得られたイベントを、「重み」のついた状態で足し上げ、さらに運動学によるカットをかけることでシグナルとバックグラウンドの数を見積もる。

以上の考察を、第 1.2.4 節で紹介した J-PARC$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 実験における Step1 および Step2 それぞれの場合について行なった。以下、これらの考察について詳しく述べる。

4.2.1.2 シミュレーションのセットアップ

K_L^0 ビーム

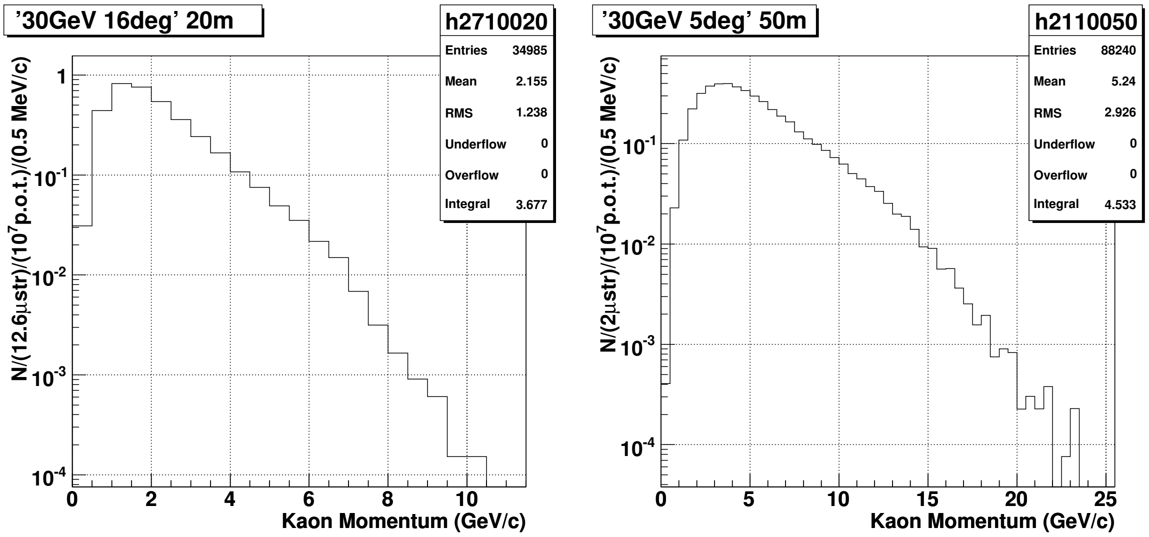
J-PARC $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 実験では、E391a 実験と同様に「ペンシルビーム」と呼ばれる非常に細く絞った中性ビームラインを建設することを計画している。Step1 では、ターゲットから 16° で取り出し、12.6μstr

の広がりのビームを、Step2 では 5° 取り出しで 2μstr のビームを生成する。これにより、いずれの場合にも、検出器の下流端[3]でのビームの断面は、約 $\phi 10\ cm$ となる。

シミュレーションでも、この条件を再現するよう、K_L^0 はターゲットを起点として、定められた立体角の範囲に一様な角度分布で生成した。

K_L^0 の運動量分布は GEANT3 によるシミュレーション結果を用いた。ハドロンパッケージは G-FLUKA を用いている。シミュレーションでは、材質は Be、大きさは ϕ1 cm 長さ 40.7 cm(1 λ_I) の円柱型ターゲットの中心に 30 GeV/c の陽子を入射させ、各取り出し角度での K_L^0 の運動量分布を評価した。

図 **4.20** にシミュレーションで得られた K_L^0 の運動量分布を示す。なお、この図に示した分布は、K_L^0 の飛行中の崩壊にによる運動量分布が変化する効果を既に含んだものであり、この分布がそのまま崩壊領域入口での運動量分布となる。



(a) 16° 取り出し、ターゲットから 20 m の地点での運動量分布。

(b) 5° 取り出し、ターゲットから 50 m の地点での運動量分布。

図 **4.20:** シミュレーションで得られた K_L^0 の運動量分布。

検出器の配置

次にシミュレーション上での検出器の配置を図 **4.21** に示す。いずれも単純な円筒型の検出器を仮定し、崩壊領域はビームホールを除き完全に検出器で覆っている。カロリーメーターは、ビーム軸を中心に半径 r が $15\ cm < r < 1.5\ m$(Step1 : $1.0m$) の領域を覆うものとした。

また、ビームキャッチャーが覆う領域は $\phi 15\ cm$ とした。これは、E391a 実験においても 15 cm 角の領域よりも外はビームハローの強度も十分低く抑えられ、ビームキャッチャー以外のカウンターで光子 veto を行なっていることから、J-PARC においても同等のビームラインを作ることが出来ると仮定して決定した。したがって、ビームホールを抜けた粒子の内、ビームキャッチャーに入らなかったものは、全

---

[3] ターゲットからの距離は、Step1 : 26 m 、 Step2 : 65 m。

て他の何らかの検出器[4]によってカバーされることを仮定している。

また、ビームキャッチャーの Z 方向 (ビーム軸方向) の位置は、Step1 では現在の E391a のジオメトリーをほぼ採用しカロリーメーターからの距離が 5 m の地点とした。Step2 では K_L^0 の運動量が Step1 に比べて高くなるため、γ 線が前方に出やすくなり、ビームキャッチャーのアクセプタンスが増加する。ここでは一つの目安として、K_L^0 の運動量が約 2.5 倍になるので崩壊領域の中央からビームキャッチャーのまでの距離も約 2.5 倍にし、K_L^0 の崩壊により生じた二次粒子のアクセプタンスがほぼ同程度になるよう、カロリーメーターからビームキャッチャーまでを 10 m とした。

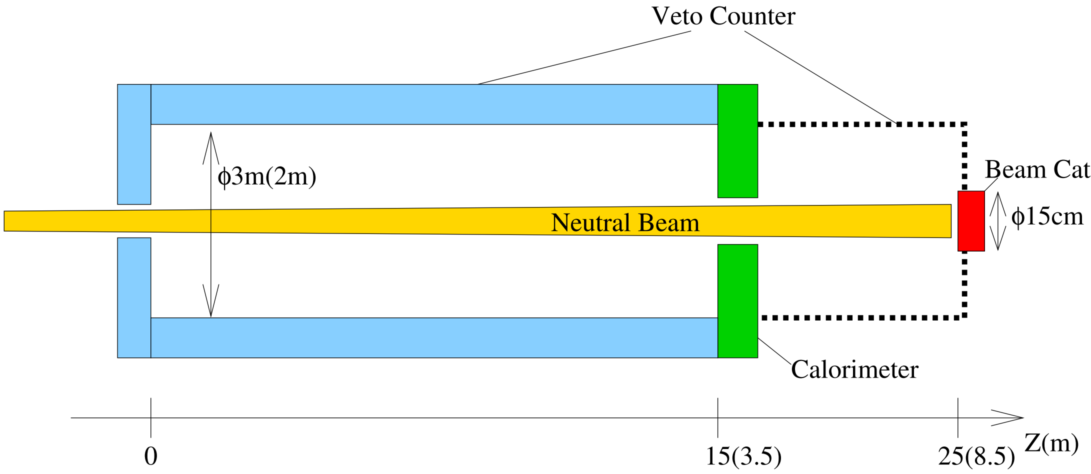


図 **4.21:** Fast Simulation での検出器の配置。各検出器は、いずれもビーム軸に対し軸対称である。数字を二つ示してある箇所に関しては、最初に書いた数字が Step2 でのパラメーター、括弧内に示した数字が Step1 でのパラメーターである。その他の部分は、Step1,Step2 に共通となっている。

カロリーメーターの分解能

カロリーメーターとしては CsI 結晶を使用することを想定し、E391a 実験用 CsI 結晶を用いて行なわれたビームテストの結果 [14] を使用した。すなわち、エネルギー分解能は、

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 1\% \oplus \frac{2\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \tag{4.2}$$

位置分解能は、

$$\sigma(X) = \sigma(Y) = \frac{0.5\ cm}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \tag{4.3}$$

とした。シミュレーションでは、この分散をもったガウシアン分布になるよう、ヒットした情報をばらつかせることで、疑似ヒット情報を生成した。

---

[4] E391a 実験では、CC04-07 がこの役割を担う検出器である。

フュージョンの効果

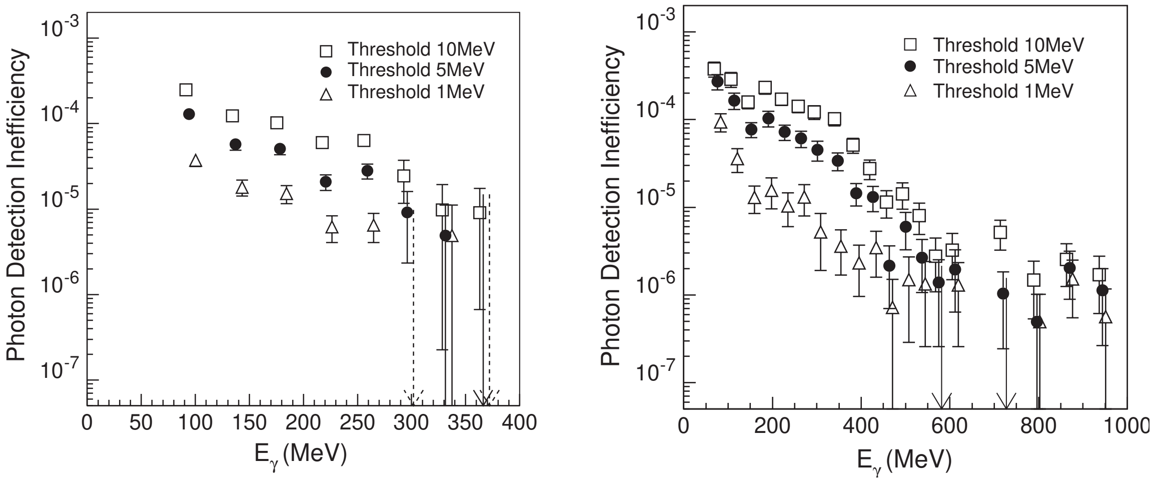
2 つの γ 線を 1 つと認識してしまうフュージョンの過程は、γ 線を一つ検出し損なうのと同値の現象であり、大きなバックグラウンドの源となりうる。J-PARC $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 実験ではこのフュージョンの対策として、過去に KTeV 実験で使用された 5 cm 角ないしは 2.5 cm 角の CsI 結晶をカロリーメーターとして使用することを計画している。この CsI 結晶を用いた場合のフュージョンの確率に関しては、過去に同じ KTeV の CsI を使用する実験として計画された KAMI 実験 [15] においても詳しく研究され、フュージョンする確率が 2 つの γ 線の距離の関数として算出されている。そこでは、7.5 cm 以上離れた γ 線は完全に分離できるとし、7.5 cm 以内のものについても高い確率で 2 cm 程度の距離までは分離できるとしている。しかし、検出すべき光子のエネルギーが違うためそのまま適用することはできないので、ここではより conservative な仮定として、CsI のモリエール長 3.5 cm の 2 倍、7 cm 以内に近付いた γ 線は全てフュージョンするものとした。

veto 検出器の不感率

光子 veto 効率は、バックグラウンドの理解のためには非常に重要なパラメータであるが、光子のエネルギーが数百 MeV の領域では、光核反応による寄与が支配的であり、シミュレーションによる予測が難しい。そこで、このような反応の効果の測定を目的とした ES171 実験の結果 [16] をもとにモデル化した関数、

$$Inefficiency = \begin{cases} 1 & E_\gamma \leq 2\,\mathrm{MeV} \\ 4.67 \times E_\gamma(\mathrm{GeV})^{-2.22} & 2\,\mathrm{MeV} < E_\gamma < 1\,\mathrm{GeV} \\ 10^{-6} & E_\gamma \geq 1\,\mathrm{GeV} \end{cases} \tag{4.4}$$

を用いた。図 **4.22** に ES171 実験での測定結果、図 **4.23** にシミュレーションに導入した光子に対する不感率を示す。



(a) CsI 結晶に対する不感率　**(b)** 鉛シンチサンドイッチ型検出器に対する不感率

図 **4.22:** ES171 実験で測定された光子に対する不感率 [16]。

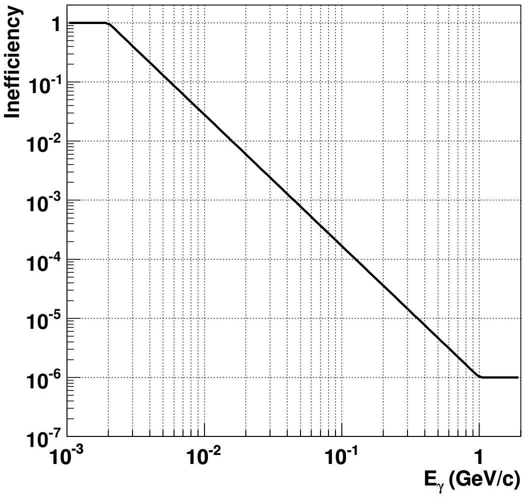


図 **4.23:** 光子に対する不感率としてシミュレーションに導入した関数。

4.2.1.3　シグナルとバックグラウンド

以上の仮定のもと、シミュレーションによりシグナルとバックグラウンドを見積もった結果を述べる。ここで、バックグラウンドとしては最も大きなものである $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ によるもののみを考慮する。

また、後に述べるキャッチャーの効果を評価するため、ここではまず、「キャッチャー領域」に入った粒子は全て検出できないものとして、シミュレーションを行なった。

π^0 の再構成

2 つの光子の不変質量 $M_{\gamma\gamma}$ は、相対論的運動学により、2 つの光子のなす角 θ とそれぞれのエネルギー E_1、E_2 を用いて、

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{E_1E_2(1-\cos\theta)} \tag{4.5}$$

と表される。ここで、E_1、E_2 は測定可能な量であり、不変質量として π^0 の質量を仮定すると、二つの光子のなす角 θ が一意に決まる。したがって、2 光子がヒットした地点を観測し、発生地点が Z 軸上にあると仮定すれば、π^0 が崩壊して 2γ が生成された地点を決定することが出来、また、π^0 の寿命は非常に短いので、ここが K_L^0 の崩壊した地点と見なすことができる。

このようにして再構成された Z と、この Z を用いて得られる π^0 のビーム軸に垂直方向の運動量 P_t を用いて、カットを行なう。

各イベントの重み W は、シグナルの候補とした 2 つの γ 線の検出効率をそれぞれ ϵ_1、ϵ_2 とし、それ以外の粒子の検出効率を（存在すれば）ϵ_3、ϵ_4、$\cdots$、とした時、

$$W = \epsilon_1\epsilon_2 \prod_{i\neq1,2}(1-\epsilon_i) \tag{4.6}$$

により計算する。これを全て足し合わせることにより、検出されるイベントの数を見積もる。

Step1 での見積もり

まず、 Step1 の検出器の条件でシグナルイベントと $K_L^0 \to \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドを見積もった結果について述べる。

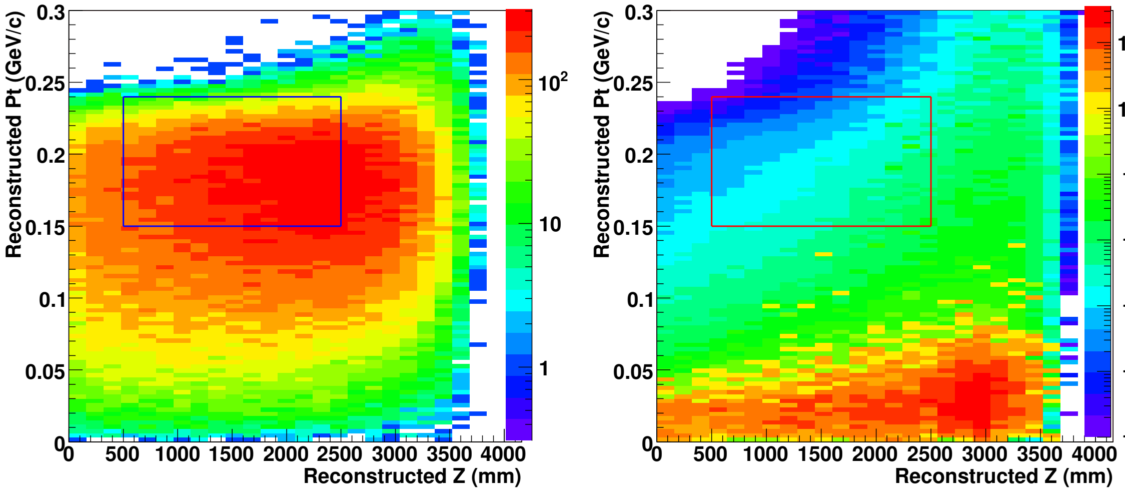
シグナルとバックグラウンドの Z と P_t の分布は図 **4.24** 示す分布となり、ここでシグナルの条件は、

$$E_\gamma > 100 \text{ MeV} \tag{4.7}$$

$$0.5 \text{ m} < Z < 2.5 \text{ m} \tag{4.8}$$

$$0.15 \text{ GeV/c} < P_t < 0.24 \text{ GeV/c} \tag{4.9}$$

とした。



(a) $K_L^0 \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ **(b)** $K_L^0 \to \pi^0 \pi^0$

図 **4.24:** Step1 での再構成した Pt と Z の分布とこれに対するシグナルボックスの定義。

$K_L^0 \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ のイベントは 10^7 個、$K_L^0 \to \pi^0 \pi^0$ のイベントは 10^9 個生成しこれにターゲットのシミュレーションから期待される検出器に到達する K_L^0 の数と標準理論での分岐比を用いてシグナルとバックグラウンドの数を見積もった。ターゲットに入射する全陽子の数としては、$10^{21} p.o.t.$ [5]を用いた。その結果、シグナル 29.8 イベントに対し、バックグラウンドが約 144 イベント存在すると見積もられた。バックグラウンドに対するシグナルの比 (S/N 比) は 0.21 であり、この状態では実験としては非常に厳しい状況である。しかしバックグラウンドの内、約 83 イベントはキャッチャーで光子を一つ検出し損なうことによるものであり、これらの光子を検出することでバックグラウンドは大きく減少することが期待される。得られたバックグラウンドの内分けを表 **4.1** に示す。ここで、「 1γ キャッチャー 」が、検出し損なった 2 つの γ 線のうち 1 つがキャッチャーに入ったイベントであり、すなわちこれがキャッチャーが高い検出効率を持つことで抑えられるイベントである。「 0γ キャッチャー 」は、キャッチャーが関与しない

---

[5] $p.o.t.$: protons on target。タイゲットに入射した総陽子数。$10^{21} p.o.t.$ は、J-PARC の陽子加速器が設計強度で運転された場合に、約 1 年間で得られる量である。

バックグラウンドである。また even、odd とあるのはそれぞれシグナルと間違えた 2 つの γ 線が一つの π^0 から来ているものと別の π^0 から来ているものを表している。また、フュージョンが起こったイベントに関しては、3 つないしは 4 つの γ 線がシグナルの候補として認識されるため、even および odd の区別は無く、これを別のカテゴリーとして示した。表中で fusion として示したカテゴリーは、フュージョンが 1 回だけ起こったイベントである。また、表に示していないカテゴリーとして、2γ キャッチャーやフュージョンが 2 回起こったイベント等も存在するが、これらは P_t が小さい領域に分布するため、高い P_t を要求することでほぼ完全に排除することが出来る。今回生成したサンプルの中には、シグナル領域にこのようなイベントは存在しなかったので、表には含めていない。

表 **4.1:** シグナルの数を 1 とした時の $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ バックグラウンドの内訳 (Step1)。誤差は統計によるもののみを考慮している。

	1γ キャッチャー	0γ キャッチャー	全バックグラウンド
even	0.367 ± 0.004	0.385 ± 0.000	0.752 ± 0.004
odd	2.422 ± 0.298	0.187 ± 0.002	2.601 ± 0.298
fusion	0	1.464 ± 0.011	1.464 ± 0.011
合計	2.789 ± 0.298	2.036 ± 0.012	4.825 ± 0.298

Step2 での見積もり

同様に、step2 での実験条件についてもシグナルとバックグラウンドの数を見積もった。
シグナル領域の定義は、

$$E_\gamma > 100\ \text{MeV} \tag{4.10}$$

$$2\ \text{m} < Z < 10\ \text{m} \tag{4.11}$$

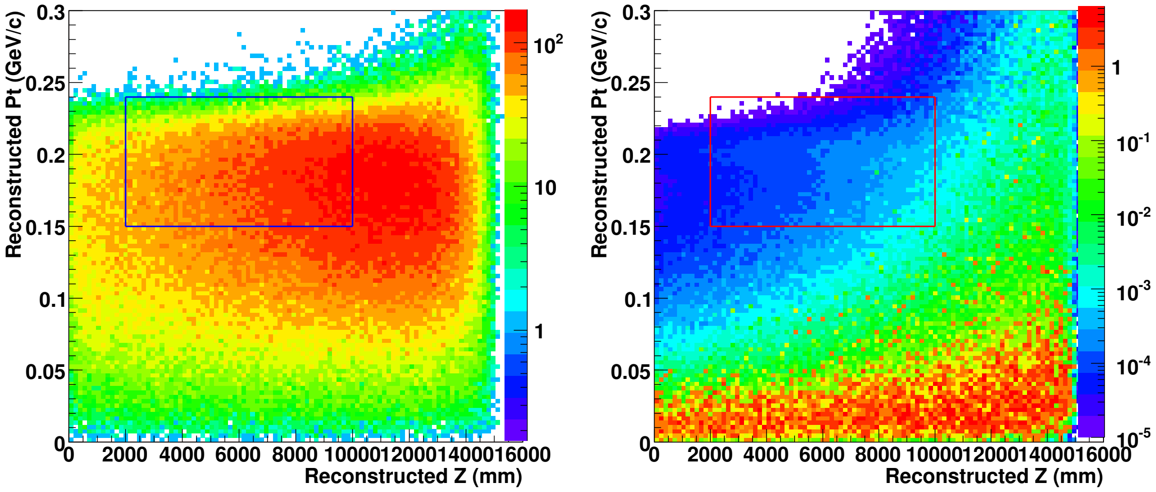
$$0.15\ \text{GeV/c} < P_t < 0.24\ \text{GeV/c} \tag{4.12}$$

とした。

Step1 の時と同じく、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ のイベントは 10^7 個、$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ のイベントは 10^9 個生成しイベントの数を見積もった。ただし、得られる全陽子の数としは $3 \times 10^{21} p.o.t.$ を用いた。その結果、シグナル 420 イベントに対し、バックグラウンドは約 370 イベント、内 216 イベントは、キャッチャーが関与しておこるものであった。したがって S/N は 1.13 となる。この時のバックグラウンドの内分けを表 **4.2** に示す。

4.2.1.4 ビームキャッチャーで検出すべき γ 線

以上の結果から、ビームキャッチャーが関与するバックグラウンドは、ビームキャッチャーの検出効率が 0 の場合には、step1 でシグナル 29.8 イベントに対し 83 イベント、step2 でシグナル 420 イベントに対し 216 イベントと、大きな割合をしめることが分かった。このシミュレーションでシグナルボックスに入ったイベントについて、キャッチャーにヒットした γ 線のエネルギー分布を図 **4.26** に示す。これが検出すべき γ 線の分布である。



(a) $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$

(b) $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$

図 **4.25:** Step2 での再構成した Pt と Z の分布とこれに対するシグナルボックスの定義。

表 **4.2:** シグナルの数を 1 とした時の $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ バックグラウンドの内訳 (Step2)。誤差は統計によるもののみを考慮している。

	1γ キャッチャー	0γ キャッチャー	全バックグラウンド
even	0.176 ± 0.001	0.127 ± 0.000	0.303 ± 0.001
odd	0.338 ± 0.028	0.081 ± 0.002	0.418 ± 0.028
fusion	0	0.161 ± 0.001	0.161 ± 0.001
合計	0.514 ± 0.028	0.368 ± 0.002	0.882 ± 0.028

4.2.2　ビームキャッチャーのデザインと期待される性能

この節では、前節でビームキャッチャー領域として定義した $\phi15\ cm$ の領域を、プロトタイプモジュールと同じタイプの検出器を用いてカバーした際に期待される結果について述べる。

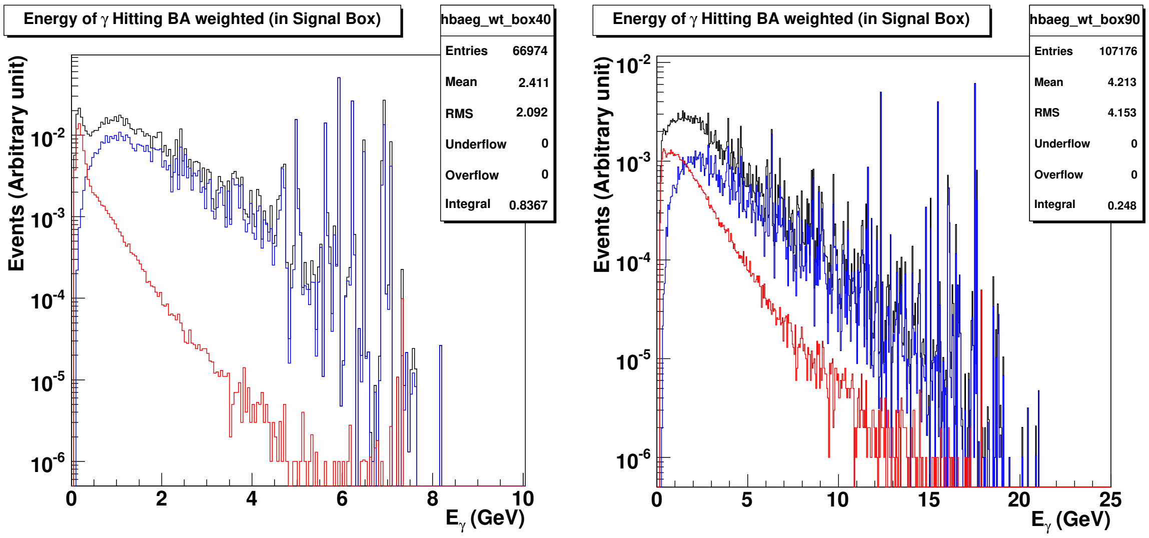
4.2.2.1　モジュールの配置

ビームキャッチャーを設置する地点は、step1 で崩壊領域から 5 m 下流、step2 では 10 m 下流であるので、キャッチャーに入射する γ 線の角度はほぼビーム軸と並行であるとみなしてよい。

そこで、モジュールを縦 1 列に並べた配置を採用し、このデザインで期待される性能を評価した。使用するモジュールの数は、25 モジュールとした。これにより合計で約 9 X_0 の厚みとなり、高エネルギー側での不感率は 10^{-3} 程度に抑えられる[6]ことが期待される。

---

[6] 高エネルギー側では、γ 線の不感率は、全物質を相互作用することなく通過してしまう確率によって、ほぼ決定される。



(a) Step1 **(b)** Step2

図 **4.26:** ビームキャッチャーで検出すべき γ 線のエネルギー分布。赤い線で示した分布が even ペア、青い線で示した分布が odd ペアによるもので、黒い線で表した分布がその合計である。

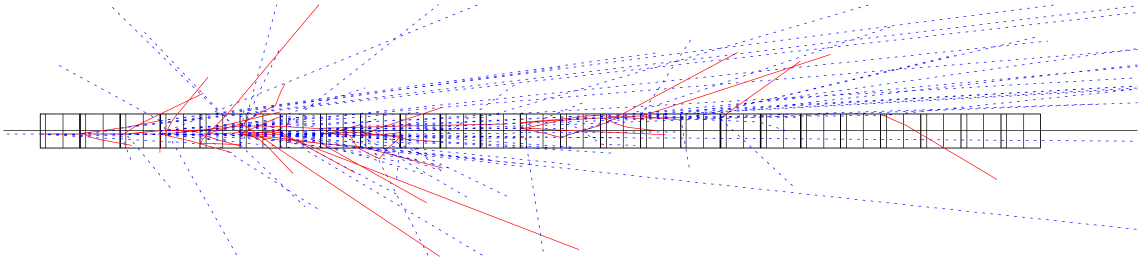
このような配置でどのような性能が得られるかを調べるため、モンテカルロシミュレーションによる性能の評価を、エアロジェルの屈折率が 1.03 および 1.05 の場合の二通りについて行なった。図 **4.27** は、シミュレーション上でのイベントディスプレイである。

シミュレーションで仮定するパラメーターとしては、ビームテストで得られた YI30-11 および YI50-11 のデータをそれぞれ n=1.03 と n=1.05 の場合のシミュレーションに用いた。すなわち、オーバーオールファクターとしていずれも 0.85 をかけ、また、エアロジェルの継目の効果とファネルの形状の効果についても考慮したシミュレーションを行なった。最後 2 つの効果に関しては、原因もほぼはっきりしており将来量産する際には回復出来る可能性が高いが、ここでは conservative に同じパラメーターを入れた。

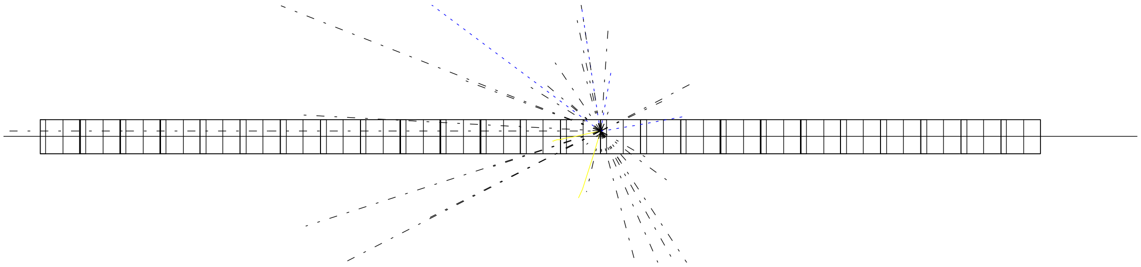
4.2.2.2 検出条件

γ によるヒットは、電磁シャワーを生成するため、検出される光量が大きくかつ、ビーム方向にコインシデンスがとれる。一方、中性子によるヒットは、二次粒子が比較的等方的に発生し、また運動量も比較的低いため、低光量の局所的なヒットとなる。

したがって、ここではこのような違いを利用した検出条件として、3 層の連続したヒットを条件に、光子に対する検出効率と、中性子に対する不感率およびそれにともなうカウントレートを見積もった。具体的な閾値としては、連続した三層の光電子数がそれぞれ、(4,4,4)、(8,8,8)、(12,12,12)、(16,16,16)、(20,20,20)、(24,24,24) 以上であることを条件とした場合について、性能の比較を行なった。



(a) γ 線に対するイベントディスプレイ。



(b) 中性子に対するイベントディスプレイ。

図 **4.27: (a)** 1 GeV の γ 線を入射させた時、**(b)** 1 GeV の中性子を入射させた時、のイベントディスプレイ。青の破線が γ 線、赤の実線が電子または陽電子、黒の破線が中性ハドロン (主に中性子)、黄の実線が荷電ハドロン ($\pi^{\pm}$、K$^{\pm}$、陽子等) を表している。

4.2.2.3 光子に対する検出効率

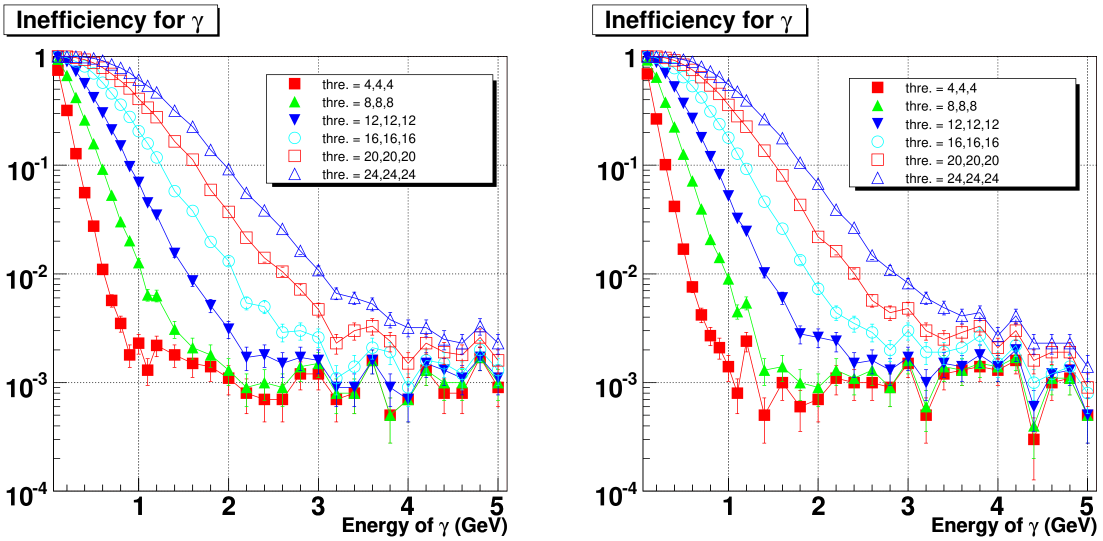
まず、シミュレーションで各 γ 線のエネルギーに対し、期待される検出効率を見積もった結果を図 **4.28** に示す。閾値によって低エネルギーの光子に対する検出効率が大きく変化している様子がわかる。また、高エネルギー側では非検出効率がほぼ 10^{-3} で一定であり、これは放射長からの予想と一致している。

4.2.2.4 中性子に対する検出効率

次に、同様に各検出閾値での中性子に対する検出効率を見積もった。その結果を図 **4.29** に示す。

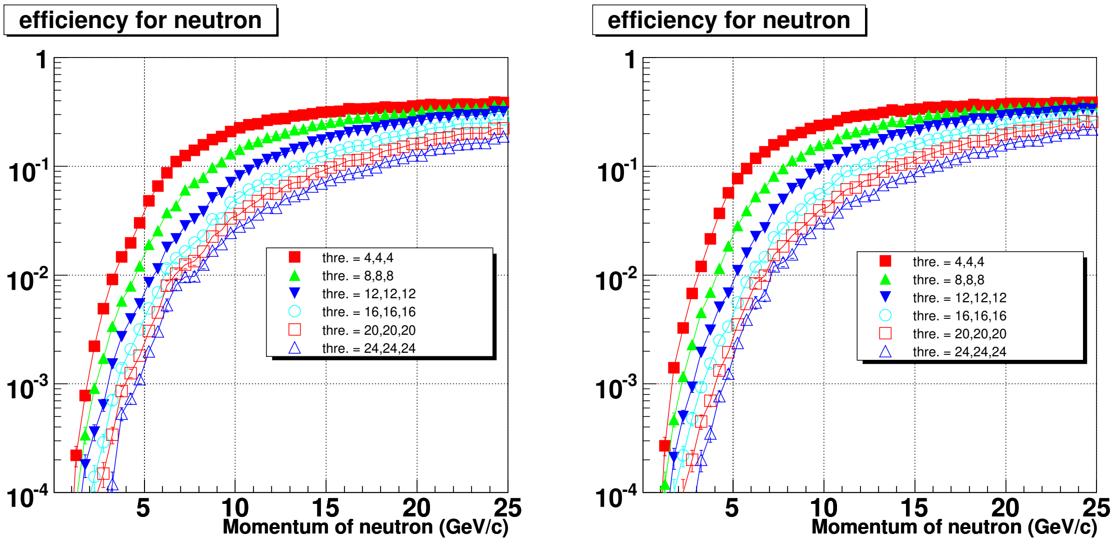
ここで、ターゲットのシミュレーションで期待される中性子の量とその運動量分布に、得られた検出効率をかけ合わせることで step1、step2 それぞれの場合について期待されるカウントレートを算出した。図 **4.30**、図 **4.31** が、それぞれ Step1、Step2 での中性子の運動量分布と、検出効率をかけ合わせることにより得られるカウントレートの分布を示したものである。また、この分布を積分することで得られる全体のカウントレートを図 **4.32** に示す。

中性子のカウントレートが高くなることによる最大の問題は、アクシデンタルなヒットがシグナルのタイミングと同期することにより、シグナルを誤って veto してしまうことである。ここでは 10 nsec 以内に入ったものは全て同時とみなしてしまうと仮定すると、例えば 1 MHz でランダムなヒットがあれば 1 MHz $\times$ 10 ns $=$ 0.01 と 1%シグナルをロスしてしまう計算になる。Step1 の条件においては、最も低い



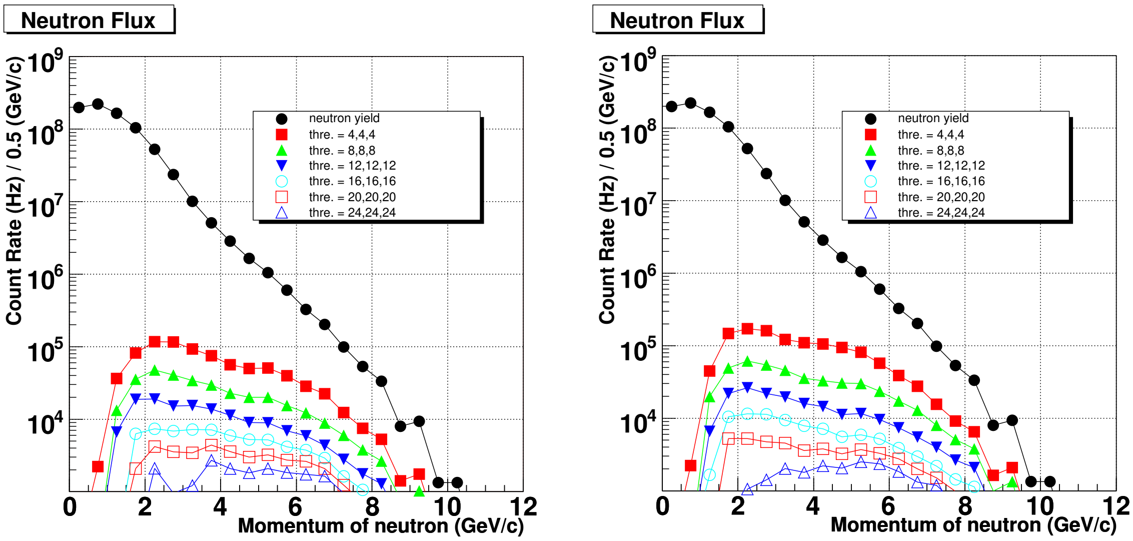
(a) n=1.03 **(b)** n=1.05

図 4.28: 各検出条件での光子に対する検出効率。各入射エネルギーの光子に対し不感率を見積もった結果である。点の種類の違いは、それぞれ検出閾値の違いに対応する。



(a) n=1.03 **(b)** n=1.05

図 4.29: 各検出条件での中性子に対する検出効率。図 **4.28** 同様、各入射運動量の中性子に対し検出効率を見積もった結果。点の種類の違いは、それぞれ検出閾値の違いに対応する。



(a) n=1.03　**(b)** n=1.05

図 **4.30:** 入射運動量毎の中性子によるカウントレート (Step1)。黒丸がシミュレーションにより得られた中性子の数と運動量分布であり、他の点はこれに図 **4.29** に示した検出効率をかけ合わせたものである。2-6 GeV/c の中性子が主にカウントレートに寄与している。

閾値においてもカウントレートは 1 MHz 程度であり、アクシデンタルなヒットによるロスはほとんど無視できる程度に低く抑えることが出来ている。しかし、Step2 に関しては、最も高い閾値を設定しても中性子によるカウントレートは 10 MHz 程度と期待され、非常に厳しい環境と言える。このような条件下での検出条件の最適化については、次節で議論を行なう。

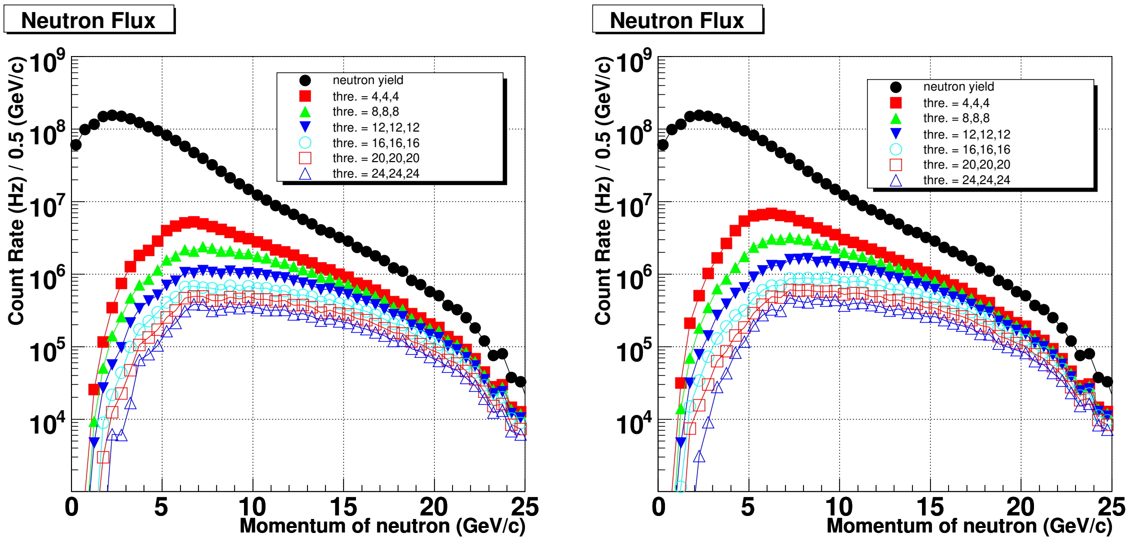
4.2.2.5　シグナルとバックグラウンドに対する効果

屈折率による性能の違い

今回は、屈折率として n=1.03 のものと、n=1.05 のもの 2 通りについてシミュレーションを行なったが、ここではまず、今回の使用に関してどちらの屈折率がより適しているかについて考察を行なう。

ビームキャッチャーの性能としては、中性子に対するカウントレートの低さと、バックグラウンド排除能力の高さが評価の指標となる。そこで、図 **4.33** に示すように、各検出条件での中性子に対するカウントレートと、キャッチャーの関係するバックグラウンドの排除能力の相関を調べた。ここで、中性子のカウントレートとしては前節で求めた値を用いた。また、バックグラウンドの排除能力としては、図 **4.26** に示した検出すべき光子のエネルギー分布に対し、図 **4.28** に示す期待される光子検出効率を掛け合わせた結果、変化する割合を用いた。

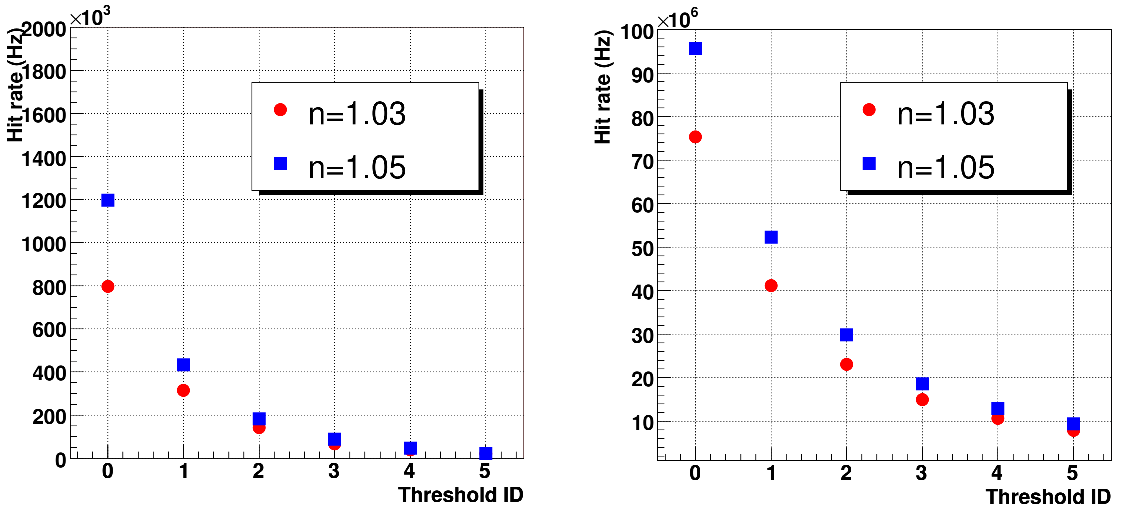
その結果、ほとんどの場合において、n=1.03 を用いた時のほうが n=1.05 よりも高い性能が期待できることが分かった。したがって、以後のスタディにおいては、屈折率として n=1.03 のものを用いた場合について考察を行なう。



(a) n=1.03

(b) n=1.05

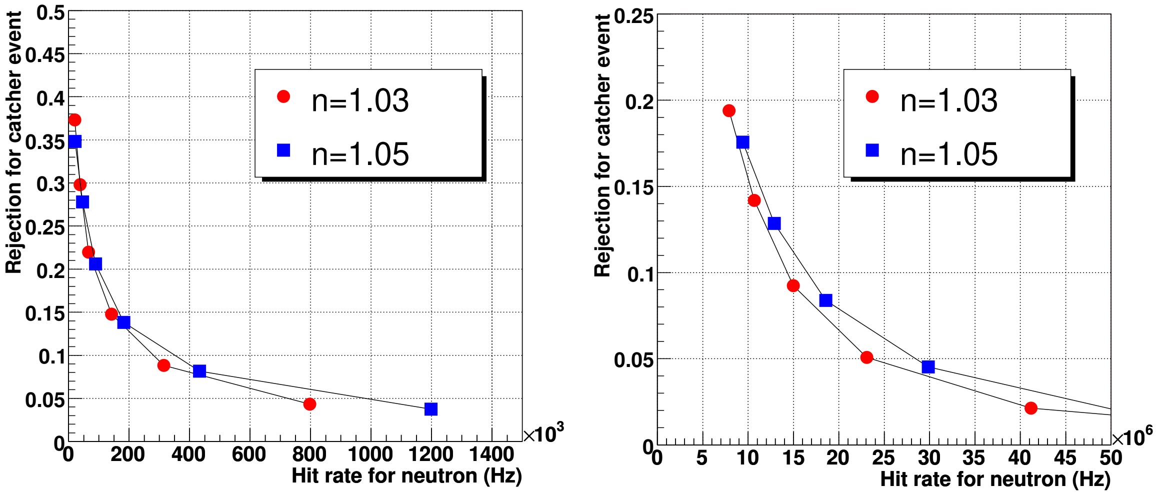
図 **4.31:** 入射運動量毎の中性子によるカウントレート (Step2)。各点の意味は図 **4.30** と同じである。ここでは 5-15 GeV/c の中性子が主にカウントレートに寄与しているのがわかる。



(a) Step1 の条件での比較

(b) Step2 の条件での比較

図 **4.32:** 各検出条件での中性子によるカウントレート。Thereshold ID 0-5 はそれぞれ検出閾値が 4,8,12,16,20,24p.e. の場合を示している。



(a) Step1 の条件での比較　　**(b)** Step2 の条件での比較

図 **4.33:** 中性子によるカウントレートとバックグラウンド排除能力の相関。同色の各点は、それぞれ異なる閾値条件を選択した場合に対応している。n=1.03 を結ぶ線は、n=1.05 を結ぶ線よりも左下に存在する。したがって、n=1.05 でどのような検出条件を設定しても、ほぼ必ずよりよい検出条件が n=1.03 のエアロジェルを用いることで得られることが期待される。

Step1 での検出条件と期待される効果

図 **4.30** に示したように、屈折率 1.03 のエアロジェルを用いた場合、最も低い閾値であっても中性子によるカウントレートは 800 kHz 程度であり、アクシデンタルによるロスはほとんど無視できる量である。したがって、ここでは最もバックグラウンドが抑制される条件として、閾値 (4,4,4) を選択し、その時のシグナルとバックグラウンドの数を見積もった。

その結果、シグナルイベントの期待値は 29.6 イベントであり、バックグラウンドは 63.8 イベントで内キャッチャーの寄与分は 3.6 イベントと見込まれることが分かった。S/N 比は 0.47 であり、導入前 (S/N = 0.21) に比べ大きな改善がみられた。

シグナルの数を S、バックグラウンドの数を B とおくと、観測される量 $(S+B)$ に対する統計的ふらつきは $\sqrt{S+B}$ で表される。ここから、観測された場合の統計的信頼度は

$$\frac{S}{\sqrt{S+B}} = \frac{29.6}{\sqrt{29.6+63.8}} = 3.1 \tag{4.13}$$

となり、したがって約 3σ の統計的優位性でもって、この崩壊過程の観測が可能であることが分かった。

Step2 での検出条件と期待される効果

一方、Step2 においては、ビームキャッチャーに対し非常に高レートでの中性子のヒットが予想され、これによるシグナルのロスの効果が無視できなくなる。これはシグナルおよびバックグラウンドの量を

両方一定の比率で減少させる効果であるため、シグナルとバックグラウンドの比は保存されるが、統計的精度が悪化する。このようなアクシデンタルロスの効果は、検出閾値を上げることで低減させられるが、同時に光子に対する検出効率も低下しバックグラウンドの量が増加するため、統計精度との関係は単純には書き表すことが出来ない。

そこで、各検出閾値を設定した場合について、アクシデンタルロスの効果を含んだシグナルとバックグラウンドの数に対し期待される統計精度を見積もり、最適な検出条件を探した。ここで、アクシデンタルによるロスは 10 ns 以内に入ったものを同時と見なす事による効果として算出し、S、B ともに一様に減少させた。

また、統計精度を表す指標としては、この実験の測定対象である η に対する誤差 $\frac{\Delta\eta}{\eta}$ を用いた。ここで η は分岐比の二乗に比例するため、$\frac{\Delta\eta}{\eta}$ と測定値の関係は、

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{1}{2}\frac{\sqrt{S+B}}{S} \tag{4.14}$$

で表される。この結果を図 **4.34** に示す。

その結果、今回検討した検出条件の中では最も高い閾値である (24,24,24) を使用した結果、最も高い統計精度が得られることが分かった。この時、シグナルの数は 387 イベント、バックグラウンドは合計 181 イベントで、その内キャッチャーの寄与分は 38.5 イベントと見積もられる。この時の S/N は 2.13 となり、こちらも導入前 (S/N = 1.1) に比べて大きく改善される。これにより、$\frac{\Delta\eta}{\eta} = 3.1\%$ の精度での測定が可能であると期待される。

4.2.3 まとめ

この節では、プロトタイプモジュールと同タイプの検出器を J-PARC $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 実験でのビーム中に設置する光子 veto 検出器として使用する場合を想定し、要求される性能の見積もりと、それに対し期待される性能および実験全体へのインパクトの評価を行なった結果について述べた。

要求される性能の見積もりは、Fast Simulation と呼ばれる手法を用いて行なった。ここでは、シミュレーションにより得られた K_L^0 の運動量分布や強度を用い、Step1、Step2 のそれぞれの場合について期待されるシグナルとバックグラウンドの数や性質を見積もった。その結果、ビームキャッチャーが存在しない場合には、キャッチャー由来のバックグラウンドが全体の多くの部分を占めることが分かり、実験には不可欠な検出器であることが確認された。また、キャッチャーで検出すべき光子のエネルギー分布を明らかにした。

次に検出器を配置した際の期待される光子検出効率や中性子不感率の見積もりを行なった。検出器の配置としては、ビームが細く絞られたペンシルビームであることから、モジュールをビーム軸と並行に 1 列に 25 モジュール並べるという方法を採用した。

まず、Step1 の環境下では、中性子によるカウントレートも十分低く抑えられ、バックグラウンド排除に十分な検出効率が実現できることが分かった。キャッチャーを導入することにより、S/N は 0.21 から 0.47 にまで改善され、結果として 3σ の統計的な優位性で 29.6 イベントの観測が期待されることを示した。

一方、Step2 の環境下では中性子のカウントレートが高くなり、アクシデンタルロスの効果が無視出来ない量生じることが分かった。そのため、このアクシデンタルロスの効果を含め、最も統計精度がよくなる検出条件を求めた。その結果選んだ最適な検出条件下では、アクシデンタルヒットにより 8%程度

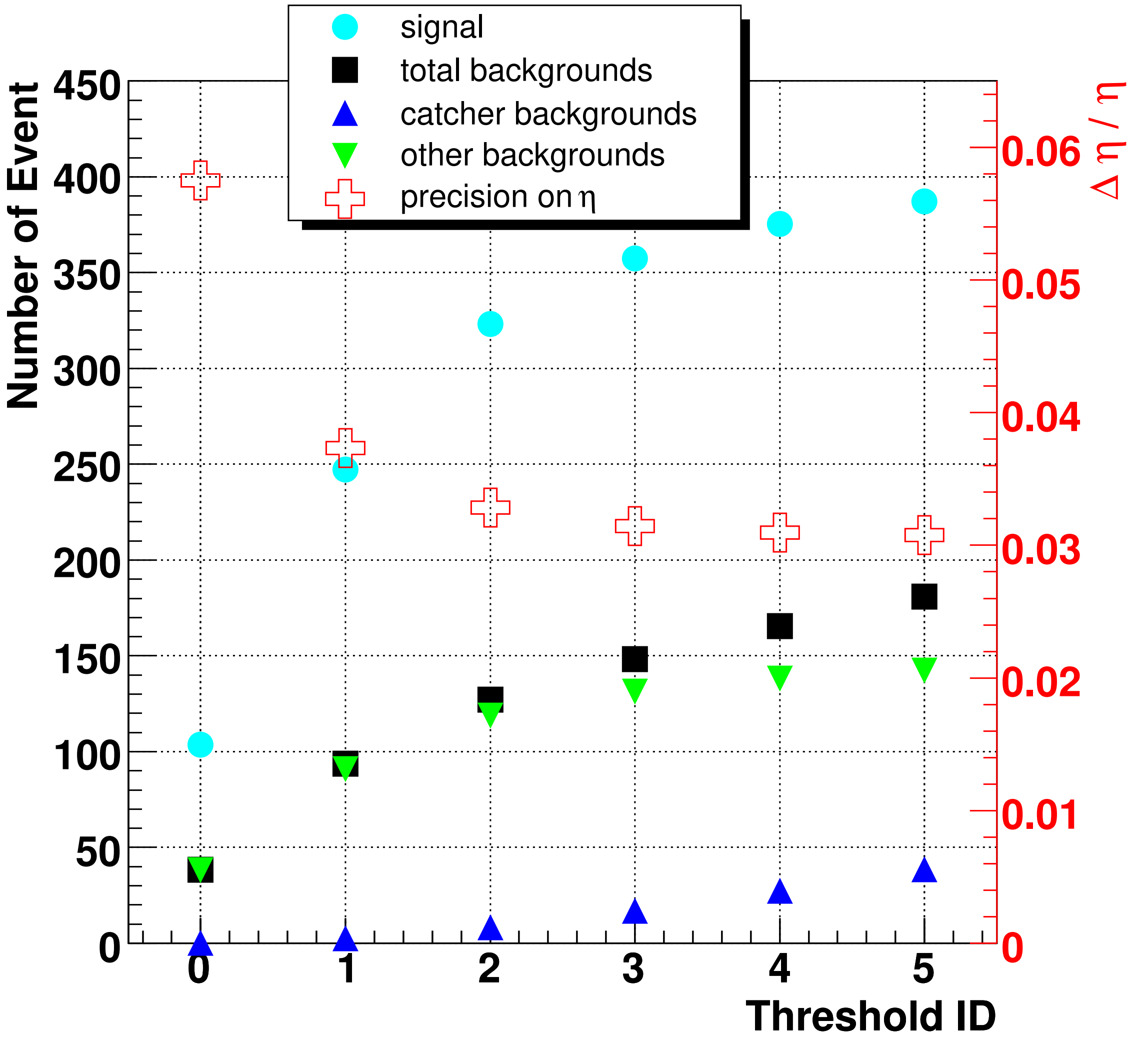


図 **4.34:** 各検出条件において期待されるシグナルとバックグラウンドおよび η に対する精度。Thereshold ID 0-5 はそれぞれ検出閾値が 4,8,12,16,20,24 p.e. の場合を示している。シグナルの数を水色の丸で、全バックグラウンドの数を黒い四角で示しており、バックグラウンドの内「 1γ キャッチャー」が青い三角、「 0γ キャッチャー」が緑の逆三角で示す数となっている。それぞれの閾値での η に対する統計誤差は赤い十字に示す値（右軸）となり、最も統計精度が高くなるのは ID 5 (24 p.e.) の場合であった。

のロスが見込まれるが、光子の検出効率としては約 80%程度が期待さる。これにより S/N としては 1.13 から 2.13 へと改善され、3.1%の精度で η が決定できることを示した。

今後の課題としては、より良い中性子と γ によるヒットの分離のアルゴリズムの開発が挙げられる。今回は 3 層コインシデンスを条件にヒットを選び出したが、例えば電磁シャワーの形状を評価することによる、より効率的なイベントの選択を検討してゆく必要がある。また、特に Step2 では各モジュールも高レートのヒットにさらされることが予想され、検出器としての安定性等についての影響をが懸念される。今後は、必要があれば細分化や、PMT のレート耐性の強化等の対策を検討してゆく必要がある。

第5章　まとめと今後の課題

本研究では、中性K中間子の稀崩壊過程 $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 探索実験のためのビーム中に設置する光子veto検出器（ビームキャッチャー）の開発を行なってきた。この検出器は中性子に対し高い不感性を保ちつつ、光子に対しては高い検出効率が要求される。そのため我々は、鉛を γ 線コンバーターとして用い、これに低屈折率物質であるエアロジェルを用いた検出器を考案した。

このデザインに基づき、まず30 cm×30 cm× 5 cmの大きさのエアロジェルと、Winston coneを用いた集光系からなるプロトタイプの製作を行なった。これを用い π^+ ビームによりエアロジェルの発光量や光学系に関する基本的な性能評価を行なった結果、光量の運動量依存性に関してはほぼ期待どおりの結果が得られ、概ね予想どおりの性能が出ていることが確認できた。しかし、入射位置や入射角度を変えた測定において局所的に期待値とのずれが大きくなる箇所が存在したので、この原因について詳細な考察を行なった。

まず、位置依存性に関しては、エアロジェルの継目での光量ロスが原因であることを突き止め、この効果をとり入れたモンテカルロシミュレーションにより、ほぼ実測で得られたデータが再現できることを示した。また、レーザーを用いた精密なファネルの形状の測定を行ない、その結果、ファネルの入口に近い部分で約10mradの傾きのずれがあることを発見した。さらにこのような形状のずれによって、実験データで得られたような変動が再現できることも確認できた。

以上のことから、今回製作したプロトタイプモジュールの基本的な動作に関しては、ビームテストとその後の考察によりほぼ理解することができた。しかし、エアロジェル継目での光量ロスとファネルの形状の変化の効果を、定量的に完全に再現するのは困難であった。したがって、今後量産する際には、性能の向上や、検出器の正しい理解のためにも、このようなロスは無くしてゆくのが望ましい。エアロジェルの継目をできるだけ作らないための加工やパッケージなどの方法を探すことが今後の課題である。またファネルの形状の変化によるロスを抑えるためにはずれの大きさを1 mm以内の精度で抑える必要があり、そのための設置の方法や、形状のコントロールの方法なども今後検討してゆく必要がある。

ここまでの基本性能のテストを踏まえ、次に実際に $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 探索実験において設置した場合の性能評価を行なった。

まず、プロトタイプモジュールをE391a実験の検出器の一部として設置し、データ収集を行なった。この測定では K_L^0 崩壊からの光子を捕らえることに成功し、その時得られる光量もシミュレーションで期待される光量と一致していることが確認出来た。また、実際のビーム中でも1ヶ月間にわたり、短期的、長期的にも安定して動作していることが確認出来、少なくともこのビーム条件では、検出器は問題無く動作することが分かった。

最後にJ-PARCにおける $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 実験の環境下での動作、および実験に対するインパクトをシミュレーションにより予測した。その結果、Step1、Step2いずれの場合であっても、ビームキャッチャーを導入することによりシグナルとバックグラウンドの比は大幅に改善することが確認出来た。しかし、Step2の環境下では、非常に高レートでの中性子によるヒットがあることが予想され、最適な検出条件を選んだ場合にも8%程度のシグナルロスが見込まれ、またその時の光子検出効率も80%程度であった。今後

は、シャワーの形状などを用いたよりよい検出条件を開発して、中性子によるヒットを軽減することが課題である。また、Step2 では PMT 自身も非常に厳しい環境下にさらされることが予想され、必要であれば細分化等の対策をしつつ、検出器のデザインを決定してゆくことが重要である。

謝辞

私が本修士論文をまとめるにあたり、数多くの方々のお世話になりました。

まず、指導教官である笹尾登先生には、このような研究をする機会を与えていただきました。また普段のミーティング等においても、常に適切な助言を頂き、私の研究を強く後押しして頂きました。本当にありがとうございました。

野村正先生には、物理に関することや解析の方針等、多岐に渡り非常にきめ細かな指導をして頂き、多くのアドバイスを頂きました。また私の些細な質問にも時間を惜しまず快く応じて頂きました。南條創先生には解析全般にわたることに加え、特にソフトウェアに関して非常に丁寧に指導して頂きました。また、KEKの小林誠先生には、ミーティングの場で多くの助言を頂きました。ありがとうございました。

また、E391a実験にて検出器をテストする際には、同実験グループの方々に大変お世話になりました。稲垣隆雄先生には、私にE391a実験に参加するという貴重な機会を与えて頂き、またミーティングなどにおいても様々なアドバイスを頂きました。ありがとうございました。佐藤任弘先生、奥野英城先生には、既に退官されているにも関わらずミーティング等やインストールの際にお世話になりました。小松原健先生にもミーティングなどで様々なご意見を頂きました。Gei-Youb Lim先生には、E391a実験での解析に関し具体的な方針を示してくださいました。そして数多くの解析に関わる機会を与えて頂いたことを感謝しております。ありがとうございました。

大阪大学の山中卓先生には、J-PARCでの実験のためのミーティングに参加する機会を与えて頂き、またその場では多くの貴重なご意見を頂きました。山鹿光裕先生には、シミュレーションに関して本当に数多くのことを教えて頂きました。ありがとうございました。

渡辺丈晃さんには、E391a実験への検出器のインストールを中心になって進めて下さり、実際の設置に際しても大変お世話になりました。また、その後の解析に関しても多くのアドバイスを頂きました。隅田土詞さんには解析面で大変お世話になりました。また、普段のミーティングにおいても数多くの助言を頂きました。森井秀樹さんにはE391a run3のまとめ役として、実験の細部に渡り教えて頂き、様々なことに関わる機会を頂きました。ありがとうございました。

また、KEKに滞在中にはMikhail Doroshenkoさん、坂下健さん、Hyo-Sang Leeさん、石井裕康さん、Jiasen Maさん、その他E391a実験に参加しておられた山形大学、佐賀大学の皆様には、研究はもとより普段の生活においても大変お世話になりました。お蔭様で約1月の滞在期間を楽しく過ごすことができました。ありがとうございました。

横山弘和さんには、ビームテストや普段のミーティングなど、様々な場面で助言を頂きました。前田憲一さんにもビームテストでは大変お世話になりました。谷口七重さんには、研究生活の細かな点に至るまで様々なことで相談に乗って頂きました。また、いつも話しかけてきて頂き、楽しませて頂きました。白井健雄さんには、昨年3月に卒業されてからも気にかけて頂いて、しばしば連絡を頂き励まして頂きました。ありがとうございました。

同期の江澤孝介君、栗本佳典君、黒澤陽一君、信原岳君には、普段の他愛のない話や、議論に付き合って頂きました。その他、京都大学高エネルギーグループの皆様にも大変お世話になりました。ありがとうございました。

最後に、これまでの研究生活を支えてくれた家族のみなさま、どうもありがとうございました。
皆様のおかげで充実した2年間を送れたことを深く感謝致します。

2006年2月　中島 康博

頭字語

ADC	Analog to Digital Converter
AGS	Alternating Gradient Synchrotron
APC	Aerogel Photon Catcher
BA	Back Anti (Beam Anti)
BCV	Barrel Charged Veto
BHCV	Beam Hole Charged Veto
BNL	Brookhaven National Laboratory
CC	Collar Counter
CDR	Conceptual Design Report
CV	Charged Veto
FB	Front Barrel
FNAL	Fermi National Accelerator Laboratory
HV	High Voltage
J-PARC	Japan Proton Accelerator Research Complex
KEK	高エネルギー加速器研究機構
KAMI	Kaons At the Main Injector
KTeV	Kaons at the TeVatron
LHC	Large Hadron Collider
LOI	Letters Of Intent
MB	Main Barrel
MC	Monte Carlo
NLO	Next-to-Leading-logarithmic Order corrrections
NNLO	Next-to-Next-to-Leading-logarithmic Order corrrections
PMT	Photo Multiplier Tube
PS	Proton Synchrotron
QCD	Quantum ChromoDynamics
QE	Quantum Efficiency
TDC	Time to Digital Converter
TDR	Technical Design Report
TOF	Time Of Flight

参考文献

[1] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog. Theor. Phys.*, Vol. 49, p. 652, 1973.

[2] Lincoln Wolfenstein. Parametarization of the Kobayashi Maskawa Matrix . *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 51, p. 1945, 1983.

[3] Y. Grossman and Y. Nir. $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$Beyond the Standard Model. *Phys. Lett.*, Vol. B398, p. 163, 1997.

[4] V. V. Anisimovsly *et al.*. Improved Measurement of the $K^+ \to \pi^+\nu\overline{\nu}$Branching Ratio. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 93, p. 031801, 2004.

[5] A.Alavi-Harati *et al.*. Search for the decay $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$using $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$. *Phys. Rev.*, Vol. D61, pp. 072006–072010, 2000.

[6] T. Inagaki *et al*. E391a proposal. KEK internal, November 1996.

[7] I-H. Chang *et al.*. KOPIO -a serch for $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$. Prorpsal to the National Science Foundation, October 1999.

[8] J. R. Comfort *et al.*. KOPIO Project Conceptual Design Report, April 2005.

[9] Y. B. Hsiung *et al.*. Measurement of the $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$Branching Ratio. Letters of Intent for Experiments at 50GeV PS at the JPARC, December 2002.

[10] 森井秀樹. KOPIO 実験のための中性子不感型光子検出器の設計. 修士論文, 京都大学, 2004.

[11] 隅田土詞. KOPIO 実験のための中性子不感型光子検出器の開発. 修士論文, 京都大学, 2003.

[12] 白井健雄. KOPIO 実験で用いる Aerogel 光学特性評価システムの開発. 修士論文, 京都大学, 2005.

[13] W. Braunschweig *et al.*. A large area time-of-flight system with a resolution of 0.5 ns FWHM. *Nucl. Inst. Meth.*, Vol. 134, pp. 261–266, 1976.

[14] 阿部耕平. $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 実験のための pure CsI カロリメータの test. 修士論文, 佐賀大学, 2002.

[15] T. Alexopoulos *et al.*. A Proposal for a Precision Measurement of the Decay $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$and Other Rare Processes at Ferrmilab Using The Main Injector -KAMI, April 2001.

[16] S. Ajimura *et al.*. Measurement of the photon detection inefficiency of electromagnetic calorimeters at energies below 1 GeV. *Nucl. Inst. Meth.*, Vol. A552, pp. 263–275, 2005.